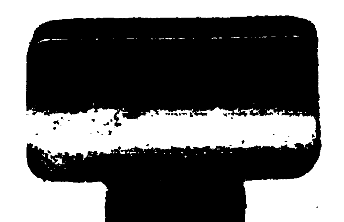


Über die elliptische Polarisation des Lichtes bei der Reflexion an Lösungen anomal dispergierender Substanzen.

Inaugural-Dissertation
der
hohen philosophischen Fakultät der Universität Greifswald
zur
Erlangung der philosophischeu Doktorwürde
vorgelegt
und mit den beigefügten Thesen
am
Freitag, den 29. Mai 1903
Mittags 12 Uhr
öffentlich verteidigt
von

Erich Lischner
aus Falkenburg.

Opponenten:

Herr Dr. phil. Ebert, Privatdozent der Astronomie an der Universität.
Herr cand. philos. Alfred Winderlich.
Herr cand. philos. Franz Rusch.

Greifswald.
Hans Adler, Buchdruckerei.
1903.

Gedruckt mit Genehmigung
der hohen philosophischen Fakultät der Königl. Universität
Greifswald.

Prof. Dr. Cohen, Dekan.

Referent: Herr Prof. Dr. W. König.

Meinen lieben Eltern.

Historische Übersicht, Einfluß der Oberflächenschichten.

Von allen das Licht bei der Reflexion elliptisch polarisierenden Körpern bieten diejenigen, die das Phänomen der Oberflächenfärbung und der anomalen Dispersion zeigen, bei weitem das größte Interesse. Wie schon Haidinger[1]) und Stokes[2]) fanden, besitzen sie zu gleicher Zeit die Eigenschaften der Metalle und der durchsichtigen Körper, verhalten sich also gewissen Strahlen des Spektrums gegenüber wie absorbierende Substanzen, absorbieren und reflektieren sie dementsprechend sehr stark, gegen die anderen Farben wie mehr oder weniger durchsichtige Körper. Infolge dieser Doppelnatur wären sie daher am geeignetsten, die Theorieen zu prüfen und die ganzen Fragen nach dem Wesen der Absorption, Reflexion, Dispersion und Farbe, die ja alle eng mit einander verknüpft sind, zu beantworten. Leider differieren aber die Resultate der bisherigen Beobachter so stark,

1) Haidinger: Wiener Ber. 8. p. 97. 1852.
2) Stokes: Phil. Mag. (4). 6. p. 393. 1853.

daß man bis jetzt noch keine definitiven Schlüsse daraus ziehen kann.

Die elliptische Polarisation bei der Reflexion an Spiegeln von Körpern mit Oberflächen- oder Schillerfarben wurde zuerst von Dale,[1]) Baden Powell[2]) und Stokes[3]) beobachtet. Ihre Resultate gingen indessen nicht über qualitative Schätzungen hinaus. In der Folge sind dann die Elemente der elliptischen Polarisation, also die Amplitudenverhältnisse und Phasendifferenzen der sogenannten Hauptcomponenten für verschiedene Frauenhofersche Linien und verschiedene Einfallswinkel, ferner Hauptamplitudenverhältnisse und Haupteinfallswinkel von einer großen Anzahl Forscher bestimmt worden. So liegen jetzt ausführliche Messungen der Constanten der elliptischen Polarisation bei der Reflexion an Spiegeln von Körpern mit Oberflächenfarben von v. d. Willigen[4]), E. Wiedemann[5]), Lundquist[6]), Glan[7]), Wernicke[8]), Schenck[9]), Merkel[10]), Walter[11]), Miss Klaassen[12])

1) Dale: Fortschritte d. Phys, aus d. Jahre 1846. p. 619.

2) Baden Powell: Philosoph. Transact. 1845. p. 269.

3) Stokes: Phil. Mag. 6. p. 393. 1853; Pogg. Ann. 91. p. 301. 1854.

4) v. d. Willigen: Pogg. Ann. 117. p. 464. 1862.

5) E. Wiedemann: Pogg. Ann. 151. p. 1. 1874.

6) Lundquist: Pogg. Ann. 152. p. 565. 1874.

7) Glan: Pogg. Ann. 156. p. 235. 1875. Wied. Ann. 7. p. 321. 1879.

8) Wernicke: Pogg. Ann. 159. p. 198. 1876.

9) Schenck: Wied. Ann. 15. p. 177. 1882.

10) Merkel: Wied. Ann. 19. p. 1. 1883.

11) Walter: Oberflächen- u. Schillerfarben. Braunschw. 1895.

12) Miss Helen Klaassen: Phil. Mag. V. 44. II. p. 349. 1897.

und Pflüger[1]) vor. Die vorliegende Arbeit stellt sich die Aufgabe, diese ganzen Beobachtungen auch auf Lösungen dieser Körper auszudehnen und aus den Constanten der elliptischen Polarisation die Brechungsexponenten und Absorptionscoefficienten für verschiedene Fraunhofersche Linien, besonders auch im Absorptionsstreifen, in dem wegen der großen Undurchsichtigkeit dieser Medien direkte Messungen nicht möglich sind, zu berechnen.

Veranlassung dazu gab die Wahrnehmung, daß concentrierte Lösungen der Körper mit Oberflächenfarben einen deutlichen Metallglanz haben. Daraus läßt sich schließen, daß auch sie das Licht stark elliptisch reflektieren, nnd es fragt sich, wie sich diese Polarisation zu der des gelösten Stoffes verhält. Es ist ja von vornherein anzunehmen, daß diese Substanzen ebenso wie ihre Dispersions- und Absorptions- so auch ihre Reflexionseigenschaften mit in die Lösung nehmen werden. Diese werden sich dann mit denen des Lösungsmittels combinieren. Die Verhältnisse liegen bei den Lösungen indessen viel ungünstiger als bei den Spiegeln, denn hier werden die Oberflächenschichten sicher einen bedeutenderen Einfluß auf die Resultate haben. Bekanntlich ist die von Jamin[2]) zuerst beobachtete elliptische Polarisation bei der Reflektion an durchsichtigen Körpern nach der

1) Pflüger: Wied. Ann. 65. p. 215. 1898.
2) Jamin: Ann. de chim. et de phys. Sér. III. 29 p. 263. 1850; 31. p. 175. 1851.

Ansicht von Zech[1]), Lorenz[2]), Lord Rayleigh[3]), Voigt[4]) und Drude[5]) nur sekundärer Natur, da sie lediglich durch die Oberflächenschichten hervorgerufen würde. Anderseits glauben Schmidt[6]) und besonders Wernicke[7]) aus ihren Arbeiten schließen zu müssen, daß die elliptische Polarisation bei der Reflexion eine allgemeine Eigenschaft der Körper ist. Diese Frage ist heute wohl noch nicht definitiv entschieden, jedenfalls ist durch eine Reihe theoretischer und experimenteller Untersuchungen einwandsfrei nachgewiesen, daß die Constanten der elliptischen Polarisation durch Oberflächenschichten stark beeinflußt werden, und zwar werden durch sie die Phasendifferenzen für alle Einfallswinkel verkleinert, die relativen Amplitudenverhältnisse für nicht sehr steile Incidenzen vergrößert.[8])
Bei den Lösungen haben wir nun wie bei den festen Körpern eine natürliche Schicht, die durch die Oberflächenspannung bedingt ist und nicht beseitigt werden kann. Außerdem dürfte sich durch Adsorption von Luft und Wasser sehr leicht ein dünnes Häutchen,

---

1) Zech: Pogg. Ann. 109. p. 68. 1860.
2) Lorenz: Pogg. Ann. 111. p. 460. 1860; 114. p. 238. 1861
3) Lord Rayleigh: Phil. Mag. (4). 42. p. 96. 1871; (5). 33. I. pag. 1. 1892.
4) Voigt: Wied. Ann. 23. p. 121. 1884; 31. p. 327. 1887; 32. p. 526. 1887.
5) Drude: Wied. Ann. 36. p. 532, 865, 1889; 38. p. 265. 1889; 39. p. 481. 1890.
6) Schmidt: Wied. Ann. 37. p. 353. 1889.
7) Wernicke: Wied. Ann. 30. p. 452. 1887; 31. p. 1028. 1887.
8) Drude: Wied. Ann. 39. p. 488. 1890.

ferner durch Verdunsten des Lösungsmittels eine Schicht anderer Concentration bilden. Endlich sind besonders bei wässrigen Lösungen infolge der großen Oberflächenspannung des Wassers die Oberflächen stets mit Schlieren bedeckt. Nach Lord Rayleigh[1]) haben sie eine Dicke von ca. $\frac{1}{300}\lambda_D$ und rühren hauptsächlich von Verunreinigungen durch fettige Substanzen her. Aus obigem geht also hervor, daß eine ganze Reihe von Oberflächenschichten zu berücksichtigen ist.

Es wurden nun meistens Lösungen in Alkohol und Chloroform von bestimmtem Procentgehalt untersucht. Um Concentrationsänderungen zu vermeiden, befanden sie sich in hohen Bechergläsern, die bei großem Volumen eine verhältnismäßig kleine Öffnung hatten. Das Gefäß mit Lösung wurde auf einer zur Hand stehenden Wage tariert und nach jeder Beobachtungsreihe das verdunstete Lösungsmittel zugesetzt, bis die Wage wieder einspielte. Darauf wurde die Lösung mit einem feinen Rührer umgerührt, um eine gleichmäßige Concentration zu erhalten, und sofort mit einem stark gewölbtem Uhrglas bedeckt. Die groben Einstellungen erfolgten stets durch das Uhrglas hindurch. Die Oberflächenschichten anderer Concentration, wie sie sich durch Verdunsten des Lösungsmittels bilden konnten, suchte ich durch Umrühren der Flüssigkeit unmittelbar vor jeder Beobachtung zu beseitigen. Im übrigen zeigten die Lösungen in Alkohol und

1) Lord Rayleigh: Phil. Mag. 33. p. 3. 1892. I.

Chloroform eine absolut reine, homogene Oberfläche, da ja eine Schlierenbildung durch Fette nicht möglich ist. Die Verunreinigung der Wasseroberflächen suchte ich endlich wie Lord Rayleigh[1]) durch einen ausdehnbaren Ring auf ein Minimum zu reducieren. Zum Schlusse der Beobachtungen an einer Lösung wurde zur Controlle die erste Beobachtungsreihe noch einmal wiederholt. Die Abweichungen lagen stets innerhalb der Fehlergrenzen, so daß sich also während der Zeit der Beobachtung die Oberfläche nicht verändert hatte.

Untersuchungsmethoden.

Bei allen Untersuchungen über elliptisch polarisiertes Licht kommt es immer darauf an, das relative Amplitudenverhältnis und die relative Phasendifferenz der sogenannten Hauptcomponenten, d. h. der Componenten parallel und senkrecht zur Einfallsebene, zu bestimmen. Ist das einfallende Licht unter einem Winkel von 45° gegen die Einfallsebene polarisiert, so variieren die Amplitudenverhältnisse zwischen 0 und 1, die relativen Phasendifferenzen stets zwischen 0 und π. Wir nehmen im Folgenden an, daß sie für streifende Incidenz gleich π, für senkrechte gleich 0 sind, da bei senkrechtem Einfall alles um den einfallenden Strahl symmetrisch liegt.

Zur Bestimmung der beiden Constanten dienen im wesentlichen zwei Methoden. Die erste benutzt den von Jamin als Meßintsrument eingerichteten

---

1) Lord Rayleigh: Phil. Mag. Ser. V. 30. p. 392. 1890. (II).

Babinetschen Compensator in Verbindung mit einem analysierenden Prisma. Sie ist besonders einfach, da sie aus 2 Ablesungen ohne weitere Rechnungen die Phasendifferenzen und Azimute des aus dem Kompensator austretenden Lichtes liefert, und läßt erstere sicher am allergenauesten bestimmen. Bei dieser Methode muß man aber stets mit homogenem Licht arbeiten, also von vornherein mit verhältnismäßig geringen Intensitäten operieren. Wenn dann die reflektierenden Flächen nicht besonders gut spiegeln, wird der Streifen im Kompensator im allgemeinen sehr verwaschen und eine Einstellung auf Maximum der Dunkelheit äußerst schwierig sein. Die Amplitudenverhältnisse werden dann jedenfalls nicht mehr mit allzugroßer Genauigkeit bestimmt werden können. Außerdem hat Hennig[1]) nachgewiesen, daß schon ein kleiner Justierungsfehler des Kompensators, also eine kleine Drehung des einen Hauptschnittes aus der Einfallsebene heraus die Resultate wesentlich beeinflußt. Muß man nun den ganzen Apparat, wie es bei den folgenden Versuchen nötig war, umlegen und bei verschiedenen Einfallswinkeln beobachten, und ist der Apparat nicht hervorragend stark gebaut, so werden derartige Drehungen unvermeidlich, die Konstanten der elliptischen Polarisation also stets mit starken Fehlern behaftet sein.

Die zweite Methode ist zuerst von Sénarmont angegeben. Bei ihr wird die Phasendifferenz durch

1) Hennig: Göttinger Nachr. 1887. p. 365.

eine Glimmerplatte aufgehoben, die den beiden in ihr fortgepflanzten Wellen einen Gangunterschied $\frac{\lambda}{4}$ erteilt. Bringt man nun die Hauptschwingungsrichtungen des Glimmers mit den Hauptachsen der Schwingungsellipse durch Drehen der Platte zur Coincidenz, so werden sich die Phasendifferenzen zu 0 resp. π ergänzen. Man erhält also gradlinig polarisiertes Licht, das mit einem analysierenden Nicol ausgelöscht werden kann. Da infolge der Dispersion des Glimmers die Phasendifferenz nur für eine einzige Farbe gleich $\frac{\pi}{2}$, für Strahlen größerer Wellenlänge kleiner und umgekehrt für eine Farbe kleinerer Wellenlänge größer als $\frac{\pi}{2}$ ist, so könnte man die Glimmerplatte nur zu Untersuchungen für jenes homogene Licht anwenden. Stokes[1]) hat indessen nachgewiesen, daß die Methode noch zur Bestimmung der Constanten für die verschiedenen Frauenhoferschen Linien dienen kann, wenn die durch die $\frac{\lambda}{4}$ Undulationsglimmerplatte hervorgerufene Phasendifferenz innerhalb gewisser Grenzen von $\frac{\pi}{2}$ verschieden ist. Er gab auch zuerst die rationellsten Formeln zur Berechnung der Constanten der elliptischen Polarisation aus den Ablesungen am Analysator- und Compensatorteilkreis an, die später

1) Stokes: Phil. Mag. (4). 2. p. 420. 1851.

von Mascart[1]) und besonders von Horn[2]) ausführlich abgeleitet und diskutiert worden sind.

Aus der Theorie des Glimmercompensators folgt, daß wir es mit einer Links- oder Rechtsellipse zu tun haben, je nachdem der Umlaufssinn, der spitzen Winkel (n_1m_1), (n_2m_2) ein links oder rechtsläufiger ist. (Siehe Fig. 12 auf anhängender Tafel). Vorausgesetzt ist dabei, daß die Kreisteilungen der Nicols und des Compensators entgegengesetzt dem Sinne des Uhrzeigers geteilt sind. Für zwei nicht um 180^0 von einander verschiedene Lagen des Glimmercompensators wird die Phasendifferenz der Componenten der auffallenden elliptischen Welle aufgehoben, das Licht also gradlinig polarisiert und kann mit Hilfe eines Analysator ausgelöscht werden. Bedeuten nun:

$tg J$ das Hauptachsenverhältnis der Schwingungsellipse

$tg \psi$ das Ampitudenverhältnis } der Componenten parallel und senkrecht zur Einfallsebene.
δ die relative Phasendifferenz } der Componenten parallel und senkrecht zur Einfallsebene.

θ den Winkel der großen Ellipsenachse gegen die Einfallsebene.

n_0, m_0 Die Ablesungen am Analysator- und Glimmerteilkreis, wenn die Achsenebene des Glimmers, also die Schwingungsrichtung der am langsamsten sich fortpflanzenden Welle, senkrecht und die Polarisationsebene des Analysators parallel zur Einfallsebene liegen,

1) Mascart: Traité d'optique. Bd. II. p. 69. 1891.

2) Horn: Neues Jahrbuch für Mineralogie etc. Beilageband XII p. 270. 1899.

n_1, m_1, n_2, m_2 die entsprechenden Ablesungen in der ersten und zweiten compensierenden Lage,

dann dienen zur Berechnung der Constanten der elliptischen Polarisation die Gleichungen:

$$\mathrm{tg}\delta = \pm \frac{\mathrm{tg}2J}{\sin 2\theta} \qquad \cos 2\psi = \cos 2\theta \,.\, \cos 2J \quad \text{wo:}$$

$$\cos 2J = \frac{\sin[(n_2 - n_1) - (m_2 - m_1)]}{\sin(m_2 - m_1)}$$

$$2\theta = (m_1 - m_0) - (m_2 - m_0) \pm \frac{\pi}{2}$$

Die Wahl des + oder — Zeichens ist bedingt durch den Umlaufssinn der Schwingungsellipse und durch die Lage der Frauenhoferschen Linie gegenüber derjenigen, für die der Gangunterschied der beiden in der Glimmerplatte fortgepflanzten Wellen gerade $\frac{\lambda}{4}$ beträgt. Für den benutzten Compensator war dies für die E-Linie der Fall, so daß sich das Zeichen aus der folgenden Tabelle ergiebt:

Frauenh. L.	Linksellipse	Rechtsellipse
C — E	$2\theta = (m_1 - m_0) + (m_2 - m_0) - \frac{\pi}{2}$	$2\theta = (m_1 - m_0) + (m_2 - m_0) + \frac{\pi}{2}$
E — F	$2\theta = (m_1 - m_0) + (m_2 - m_0) + \frac{\pi}{2}$	$2\theta = (m_1 - m_0) + (m_2 - m_0) - \frac{\pi}{2}$

Jamin unterscheidet positive und negative Reflexion. Positiv nennt er sie, wenn die parallel zur Einfallsebene polarisierte Componente gegen die senkrecht zu ihr polarisierte relativ verzögert ist und umgekehrt. Die Theorie des Glimmerkompensators liefert dafür folgendes Kriterium. Die Reflexion ist positiv, wenn wir es mit einer Linksellipse zu tun haben, und das

einfallende Licht unter einem Winkel kleiner als $\frac{\pi}{2}$ gegen die Einfallsebene polarisiert ist, oder wenn die elliptische Schwingung nach rechts erfolgt und das Licht unter einem Azimut größer als $\frac{\pi}{2}$ schwingt. Bei den folgenden Untersuchungen betrug dieses Azimut $\frac{\pi}{4}$.

Apparat.

Von den beiden erwähnten Untersuchungsmethoden benutzte ich die von Sénarmont angegebene, und zwar in der von E. Wiedemann[1]) modificierten Form. Als Apparat diente mir ein Spektrometer, dessen Silberteilkreis in $^1/_3$ Grade geteilt war. Zwei mit dem Deckkreis fest verbundene Nonien gestatteten eine Ablesung auf Minuten genau. Teil- und Deckkreis waren ebenso wie der Collimatorarm und der Arm eines Fernrohrs, das zur Justierung des Apparates aufgesetzt werden konnte, vollkommen unabhängig von einander drehbar, während der Träger des Fernrohres ein für allemal mit dem Deckkreis fest verbunden war. Der Arm des Collimatorrohres und der Deckkreis konnten ferner an dem unteren Teilkreis durch Schrauben befestigt und mikrometrisch gegeneinander verschoben werden.

Collimator und Fernrohr wurden zu diesen Untersuchungen besonders gebaut. Beide trugen an ihren der Achse des Apparates zugekehrten Enden Nicolsche Prismen mit planparallelen Endflächen. Ihre Lagen konnten an Teilkreisen mit Hilfe zweier Nonien auf

1) E. Wiedemann: l. c. p. 6.

Minuten genau abgelesen werden. Der Spalt des Collimatorrohres wurde durch ein kreisrundes Diaphragma von 5 mm Durchmesser mit Fadenkranz ersetzt. Der Fernrohrarm trug vor dem Analysator einen mit Griffen versehenen, drehbaren Teilkreis, in dessen kreisförmige, centrale Öffnung der Glimmerkompensator, ein $^1/_4$ Undulationsglimmerplättchen zwischen zwei spannungsfreien Glasplatten mit seiner Fassung eingesetzt werden konnte.

Um die Einfallswinkel und die compensierenden Lagen des Compensators und Analysators für eine bestimmte Frauenhofersche Linie möglichst genau und bequem zu bestimmen, war das Ocularrohr folgendermaßen construiert. Unmittelbar hinter dem Fadenkreuz der Hülse, das durch vier Schräubchen justiert werden konnte, befand sich ein mit einem kreisrunden Diaphragma von 15 mm Durchmesser und einem durch eine Randelschraube symmetrisch zur Mittellinie zu erweiternden Spalt versehener Schieber, der durch einen weiteren Schraubengang seitlich verschoben werden konnte. Die Lagen des Schiebers, in denen der Mittelpunkt des Diaphragmas und die Symmetrielinie des Spaltes mit dem Schnittpunkt der beiden Fäden des Fadenkreuzes coincidierten, wurden durch Anschläge fixiert. Das Diaphragma diente in Verbindung mit einem gewöhnlichen Ocular zur Bestimmung der Einfallswinkel, der Spalt des Schiebers als Lichtlinie, die von einem das Ocular ersetzenden Browningschen geradsichtigen Spektroskop mit Millimeterscala

und Beleuchtungsspiegel zu einem Spektrum ausgezogen wurde.

Um die Constanten der elliptischen Polarisation zu bestimmen, muß man zunächst ermitteln, bei welchen Stellungen der drei Teilkreise die Polarisationsebenen der Nicols und die Achse des Glimmercompensators parallel oder senkrecht zur Einfallsebene liegen. Nachdem der Apparat nach der Kirchhoffschen Methode mit Hilfe einer planparallelen Glasplatte sorgfältig justiert war, befestigte ich auf seinem Tischchen ein rechtwinkliges Prisma und ließ Licht unter dem Polarisationswinkel des Glases von der Hypotenusenfläche reflektieren. Dieses ist dann parallel zur Einfallsebene polarisiert. Verschwindet bei einer Analysatorstellung das Diaphragmabild im Fernrohr, so liegt die Polarisationsebene des Analysators senkrecht zur Einfallsebene. Nun richtete man das Fernrohr auf das Collimatorsignal und stellte den Polarisator auf Maximum der Dunkelheit ein. Dann schwingt das aus ihm austretende Licht senkrecht zur Einfallsebene. Zum Schluß wurde der Compensator, dessen Achsenrichtung man vorher mit Hilfe einer Kalkspathplatte bestimmt hatte, in seinen Teilkreis eingesetzt. Man drehte den Compensator bis Dunkelheit eintrat und die markierte Achsenrichtung senkrecht zur Einfallsebene lag. Zur Vereinfachung der Rechnungen wurde der Glimmerkompensator so in den Teilkreis eingesetzt, daß dieses gerade die Nulllage war. Als Mittel von 40 Beobachtungen ergaben sich als Einstellungen der beiden

Teilkreise, bei denen die Polarisationsebenen des Analysators und Polarisators parallel zur Einfallsebene lagen:

Analysator: $0^0\ 52'$
Polarisator: $93^0\ 41'$

und nach einer Änderung an den Nicol'schen Prismen

Analysator: $169^0\ 20'$
Polarisator: $84^0\ 21'$

der berechnete wahrscheinliche Fehler betrug 4'

Zur Untersuchung der Lösungen wurde der Apparat in einem stark gebauten Gestell aus Eichenholz umgelegt und auf einer in der Wand eingemauerten Steinkonsole aufgestellt. Die Lösungen standen unabhängig vom Spektrometer direkt auf der Steinplatte. Bei der isolierten Lage des hiesigen Instituts genügte diese Vorkehrung vollkommen, um das Schwanken der Flüssigkeitsoberflächen zu verhindern.

Die Beobachtungen sind natürlich um so genauer, je intensiver das Licht ist, das die Lichtquelle ausstrahlt. Da die Anwendung von Sonnenlicht bei meinen Untersuchungen mit großen Schwierigkeiten verbunden war, so benutzte ich als Lichtquelle eine selbstregulierende Bogenlampe, deren Licht ich mit einer Linse auf den Diaphragmamittelpunkt concentrierte.

Der Gang des Lichtstrahls im Spektrometer ist also endlich folgender. Er tritt durch das im Brennpunkt des Collimatorobjektivs befindliche Diaphragma in das Rohr ein und passiert als Parallelstrahlbündel

den Polarisator, durch den es unter einem Winkel von 45° gegen die Einfallsebene polarisiert wird. Durch die Reflexion an der spiegelnden Fläche wird es in elliptisch polarisiertes verwandelt, d. h. die beiden Hauptcomponenten erfahren eine verschiedene Schwächung und eine gewisse Phasenverschiebung. Letztere wird durch den Compensator wieder aufgehoben und das resultierende gradlinig schwingende Licht mit dem Analysator ausgelöscht. Um die Elemente der elliptischen Polarisation für eine bestimmte Fraunhofersche Linie zu erhalten, bringt man durch gleichzeitiges Drehen des Analysators und Compensators den dunklen Streifen im Spektrum mit der betreffenden Linie zur Deckung. Aus den Ablesungen an beiden Teilkreisen lassen sich die Constanten nach den oben mitgeteilten Formeln berechnen. Die Streifen waren innerhalb des Absorptionsgebietes im allgemeinen schmal und scharf, für die schwach absorbierten Strahlen wanderte dagegen ein mehr oder weniger breiter Schatten über das Spektrum. Für die vollkommen durchsichtigen Lösungsmittel wurden bei zwei gewissen Combinationen des Analysators und Compensators sämtliche Farben zugleich ausgelöscht. Der Gang der Haupteinfallswinkel und damit auch der Brechungsexponenten läßt sich nach dieser Methode sehr leicht bestimmen. Für den Haupteinfallswinkel beträgt bekanntlich die Phasendifferenz der Hauptkomponenten $\frac{\pi}{2}$. Fällt also die Achsenrichtung der

Glimmerplatte mit der Einfallsebene zusammen und kann man durch bloßes Drehen des Analysators bei einem gewissen Einfallswinkel den schwarzen Streifen im Spektrum für eine bestimmte Fraunhofersche Linie hervorbringen, so ist dieser der Haupteinfallswinkel für diese Farbe. Der Winkel, den die Polarisationsebene des Analysators mit der Einfallsebene bildet, ist das Complement zum Hauptacimut, dessen Tangente das Hauptamplitudenverhältnis darstellt. Im Folgenden wurden Hauptamplitudenverhältnisse und Haupteinfallswinkel durch Interpolation mittels der Lagrangeschen Formel gefunden. Das Hauptamplitudenverhältnis ist bekanntlich ein Minimum. Sind nun y_1, y_2, y_3 drei aufeinanderfolgende Amplitudenverhältnisse — y_2 sei das kleinste —, x_1, x_2, x_3 die entsprechenden Einfallswinkel, und setzt man zur Vereinfachung der Rechnung $y_2 = x_2 = 0$, so erhält man

$$y = y_1 \frac{x(x - x_3)}{x_1(x_1 - x_3)} + y_2 \frac{x(x - x_1)}{x_3(x_3 - x_1)}$$

die Theorie der Maxima und Minima liefert für das Minimum von $\operatorname{tg}\Psi$:

$$\operatorname{tg}\Psi = y_2 - \frac{A^2}{4B}$$

für den zugehörigen Haupteinfallswinkel:

$$J = x_2 + \frac{A}{2B}$$

und zwar ist:

$$A = \frac{x_3 y_1}{x_1(x_1 - x_3)} + \frac{x_1 y_3}{x_3(x_3 - x_1)}$$

$$B = \frac{y_1}{x_1(x_1 - x_3)} + \frac{y_3}{x_3(x_3 - x_1)}$$

Nach der oben beschriebenen Methode sind die Constanten der elliptischen Polarisation bei der Reflexion an Lösungen einiger Körper mit Oberflächenfarben bestimmt worden. Zum Vergleich mit ihnen wurden außerdem noch einmal die Elemente bei der Reflexion an Spiegeln dieser Körper gemessen. Cyanin und Fluorescëin waren von Merck bezogen, die Anilinfarbstoffe waren mir von der Direktion der Badischen Anilin- und Sodafabrik gütigst zur Verfügung gestellt, wofür ich ihr hier meinen besten Dank ausspreche.

Messungen.

In den Tabellen Seite 41 u. ff. sind sämtliche Resultate zusammengestellt. Die Tafeln a enthalten jedesmal die Werte der Constanten der elliptischen Polarisation und zwar die relativen Phasendifferenzen δ als Bruchteile einer Wellenlänge und die relativen Amplitudenverhältnisse $tg\psi$. Zu ihrer Berechnung dienten die Mittelwerte von je vier resp. zwölf Ablesungen n_1, n_2, m_1, m_2 am Analysator- und Glimmerteilkreis, je nachdem man sich innerhalb oder außerhalb des Absorptionsgebietes befand, also ein scharfer oder verwaschener Streifen über das Spektrum wanderte. Da die Hauptachsenverhältnisse der Schwingungsellipse für die schwach absorbierten und dementsprechend schwach reflektierten Strahlen sehr klein sind, so werden die Phasendifferenzen für diese besonders in der Nähe des Haupteinfallswinkels mit größeren Fehlern behaftet sein. Außer den beiden Constanten der Polarisation enthalten die Tabellen (a)

noch die Intensitätsverhältnisse der Hauptcomponenten $tg^2\psi$, die Haupteinfallswinkel J_p und deren Tangenten, die bei Gültigkeit des Brewsterschen Gesetzes den Brechungsexponenten geben würden. Die Hauptamplitudenverhältnisse und deren Quadrate sind nur für die Spiegel angegeben, da sie sich für die schwach absorbierten Strahlen infolge des schnellen Abfalls der Amplitudenverhältnisse in der unmittelbaren Nähe des Haupteinfallswinkels aus den Interpolationsformeln doch nicht richtig ergeben hätten.

1. Fuchsin.

Infolge der starken Absorption des Fuchsins, die die Strahlen von $\lambda = 0{,}630\ \mu$ bis $\lambda = 0{,}440\ \mu$ umfaßt, und deren Maximum für den festen Körper bei $\lambda = 0{,}500$, für Lösungen um $\lambda = 0{,}550$ oder $D^{1}/_{2}E$ herum liegt, ist es am besten zur Untersuchung der Reflexion geeignet und auch zur Prüfung der Theorieen mehrfach benutzt worden. Die bisherigen Beobachtungen weichen indessen ganz bedeutend von einander ab. Vielleicht sind diese starken Differenzen auf verschiedene chemische Zusammensetzung des Fuchsins oder auf das verschiedene Alter der Spiegel zurückzuführen. Zum Vergleich seien hier noch einmal die von E. Wiedemann (W), Glan (G), Schenck (S), Merkel (M), Walter (Wa), und mir (L) gefundenen Werte der Haupteinfallswinkel und Hauptamplitudenverhältnisse zusammengestellt:

	C	$C^1/_2D$	C	$C^1/_2D$	C	$C^1/_2D$
Jp	66°3′	71°38′	67°1′	66°50′	—	69°28′
tg Ψ	0.084	0.199	0.073	0.092	—	0.072
	W.	G.	S.	M.	Wa.	L.

	D	D	D	D	D	D
Jp	65°45′	68°52′	66°53′	67°15′	70°31′	70°3′
tg Ψ	0.225	0.254	0.261	0.170	0.162	0.164
	W.	G.	S.	M.	Wa.	L.

	$E^1/_2b$	E	E	$E^1/_2b$	E	E
Jp	59°48′	66°27′	62°45′	63°50′	68°21′	67°48′
tg Ψ	0.340	0.365	0.394	0.396	0.373	0.403
	W.	G.	S.	M.	Wa.	L.

	F	$E^1/_4F$	F	F	F	F
Jp	53°	65°27′	56°39′	58°10′	61°47′	61°18′
tg Ψ	0.320	0.399	0.496	0.536	0:529	0.529
	W.	G.	S.	M.	Wa.	L.

Meine Resultate stimmen also mit den Walterschen nahezu überein und liegen im allgemeinen zwischen den bisher gefundenen. Außer den Spiegeln wurden drei Fuchsinlösungen in Alkohol und zwar von den Prozentgehalten 4, 8 und 16 untersucht. Die 16%. Lösung erhielt man nur, indem man das Fuchsin in heißem Alkohol löste. Bei vorsichtiger Behandlung hielt sie sich in kaltem, übersättigten Zustand einige Stunden. Es mußten aber für diese Untersuchungen zwei Lösungen angewandt werden, da eine stets auskrystallisierte, bevor sämtliche Beobachtungen an

ihr gemacht waren. Die genaue Einstellung für die F-Linie nahm sehr viel Zeit in Anspruch, die Ablesungen für sie sind deshalb bei dieser Concentration fortgelassen. Aus den Resultaten geht hervor, daß auch die Lösungen des Fuchsins das Licht bei der Reflexion elliptisch polarisieren, die Hauptamplitudenverhältnisse, die als Maß für die Ellipticität angesehen werden können, wachsen für alle Strahlen besonders für die stark absorbierten mit der Concentration der Lösung, so daß sich der Verlauf der Constanten mit wachsendem Procentgehalt dem Gang derselben bei der Reflexion an Spiegeln nähert.

II. Brillantgrün.

Brillantgrün absorbiert die Strahlen von $\lambda = 0.690\ \mu$ bis $\lambda = 0.545\ \mu$, und zwar am stärksten diejenigen von der Wellenlänge $0.656\ \mu$, in Lösungen die Farbe $\lambda = 0.639\ \mu$. Besonders merkwürdig ist hier die Abnahme der Ellipticität mit dem Zusatz von Wasser zum Alkohol. Bei einer 10% Lösung in ½ Wasser + ½ Alkohol ist sie annähernd halb so groß wie bei einer 10% Lösung in reinem Alkohol, bei einer Lösung in reinem Wasser von gleicher Concentration übersteigt sie kaum die des vollkommen durchsichtigen Wassers.

III. Fluorescëin.

Der Absorptionsstreifen liegt hier zwischen den Fraunhofer'schen Linien E und H, das Maximum in der Nähe der F-Linie. Es löst sich zu sehr hohem

Prozentgehalt in concentrierter Kalilauge. Der Gang der Phasendifferenzen und Amplitudenverhältnisse gleicht bei diesen wässerigen Lösungen für die stark absorbierten Strahlen dem bei den Metallen. Die Ellipticität wächst hier ebenso wie beim Fuchsin stark mit der Concentration.

IV. Cyanin.

Cyanin absorbiert die Strahlen von $\lambda = 0.635\ \mu$ bis $\lambda = 0.535\ \mu$. Das Maximum für festes Cyanin liegt bei $\lambda = 0.570\ \mu$, für Lösungen in Alkolol bei $0.589\ \mu$, in Chloroform bei $\lambda = 0.601\ \mu$.[1]) Die Oberflächenfarbe der Spiegel ist eine verschiedene, je nachdem man dieselben durch Verdunsten von Lösungen in Alkohol oder Chloroform herstellt. Letztere zeigen ebenso wie das frisch geschmolzene Cyanin einen bronzefarbenen Oberflächenschiller, der bei Belichtung in ein sattes Blau und schießlich in Stahlblau übergeht. So kann man z. B. bei Belichtung mit intensivem Sonnenlicht sehr leicht Photographieen scharf begrenzter Gegenstände erhalten. Projiciert man auf einen solchen Spiegel ein Spektrum, so ist der Farbenumschlag im Gelb, also für die absorbierten Strahlen bei weitem am stärksten. Nach den Beobachtungen Nuttings[2]) an geschmolzenem Cyanin wird durch die Belichtung das Absorptionsvermögen und damit die charakteristische anomale Dispersion fast aufgehoben. Da bei Bestrahlung mit dem intensiven Licht der

1) Katz: Inauguraldissertation. Erlangen 1898.
2) Nutting: Nature 66. p. 416. 1902. Beiblätter 1903.

Bogenlampe der Farbenumschlag momentan erfolgte, konnte ich diese interessanten Beobachtungen nicht weiter verfolgen. — Die mitgeteilten Werte beziehen sich auf einen Spiegel, den ich durch Verdunsten einer alkoholischen Lösung auf der Hypotenusenfläche des Prismas niederschlug. Leider ist Cyanin sowohl in Alkohol als auch in Chloroform nicht zu sehr starken Concentrationen löslich. Es sind deshalb nur zwei Lösungen — je eine in den beiden Lösungsmitteln — untersucht worden. Bei derjenigen in Chloroform sind die Elliptіcitäten für C $^1/_2$ D und D nahezu gleich. Der Absorptionsstreifen wird also gegenüber den alkoholischen hiernach wie oben nach dem Rot zu verschoben sein. Dies deutet schon darauf hin, daß der Ton der Oberflächenfarbe mehr in das Rötliche spielen wird.

Berechnung der n und $\varkappa$.

Sind die Elemente der elliptischen Polarisation für bestimmte Einfallswinkel bekannt, so lassen sich weiter daraus die Brechungsexponenten und Absorptionskoefficienten des reflectierenden Körpers berechnen. Die Cauchysche[1]), Voigtsche[2])[3]) und elektromagnetische[4])[5]) Lichttheorie liefern, wie Drude[6]) und Koláček[7]) gezeigt

1) Wüllner: Exper.-Physik, Bd. II. p. 531. 1883.
2) Voigt: Göttinger Nachrichten, 1884. p. 147, 269.
3) Drude: Wied. Ann. 32. p. 615. 1887.
4) Winkelmann: Handb. der Phys. II. Abt. 1. 822. 1894.
5) Drude: Lehrbnch der Optik. p. 334. 1900.
6) Drude: Wied. Ann. 35. p. 508. 1888.
7) Koláček: Wied. Ann. 34. p. 673. 1888.

haben, alle drei untereinander identische Formeln, in denen diese Größen als Funktionen der Constanten der elliptischen Polarisation gegeben sind. Anderseits sind diese theoretischen Resultate durch die experimentellen Arbeiten von Jamin[1]), Quincke[2]), Hennig[3]) und Voigt[4]) bestätigt worden. Die optischen Constanten der Metalle sind so meistens aus den Elementen der elliptischen Polarisation berechnet, da wegen ihrer großen Absorption die Bestimmung nach der prismatischen Methode mit großen Schwierigkeiten verbunden ist. Ebenso ist es für die stark absorbierten Strahlen bei den Körpern mit Oberflächenfarben. Sie lassen nur in unmittelbarster Nähe der brechenden Kante des Prismas noch Licht hindurch, so daß zur Brechung meistens noch Beugungserscheinungen hinzukommen. Soweit ich die Literatur übersehe, liegen ausgedehnte Messungen für stark koncentrierte Lösungen anomal dispergierender Medien nur von Kundt[5]), Sieben[6]) und Ketteler[7]) vor. Sie beschränken sich aber auch auf Strahlen außerhalb des Absorptionsstreifens.

Die von Drude abgeleiteten „vereinfachten Formeln" für die Metallreflexion haben für die Körper mit

1) Jamin: l. c. u. Ann. de chim. et de phys. Sér. III. 19. p. 296. 1847.

2) Quincke: Pogg. Ann. 128. p. 541. 1866.

3) Hennig: Göttinger Nachr. 1887. p. 365.

4) Voigt: Wied. Ann. 23. p. 554. 1884.

5) Kundt: Pogg. Ann. 145.

6) Sieben: Wied. Ann. 8. p. 137. 1879; 23. p. 312. 1884.

7) Ketteler: Wied. Ann. 12. p. 481. 1881.

Oberflächenfarben keine Gültigkeit mehr, da die von ihm eingeführte Größe S (siehe S. 30) nicht mehr den vorgeschriebenen Bedingungen genügt. Die höheren Potenzen von $\frac{1}{S^2}$ dürfen nämlich hier nicht mehr gegen 1 vernachlässigt werden, und es ist somit nicht gestattet, die Reihenentwickelung nach dem zweiten oder dritten Gliede abzubrechen. Man muß daher ganz allgemein gültige Formeln anwenden.

Wir gehen bei der Ableitung derselben aus von den Maxwellschen Grundgleichungen für einen unvollkommenen isotropen Isolator. Sind L, M, N die Componenten der magnetischen, X, Y, Z die der elektrischen Kraft, ε die Dielektricitätsconstante, σ die Leitfähigkeit und c endlich das Verhältnis des elektrostatischen zum elektromagnetischen Maßsystem, so lauten die Grundgleichungen:

$$1)\quad \frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z} = \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial X}{\partial t} + \frac{4\pi\sigma}{c} X \text{ etc. . .}$$

$$2)\quad \frac{1}{c}\frac{\partial L}{\partial t} = \frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y} \text{ etc. . .}$$

Ist nun die xy-Ebene die Grenzebene beider Medien, so sind die Grenzbedingungen:

$$3)\quad X_1 = X_2;\ Y_1 = Y_2;\ L_1 = L_2;\ M_1 = M_2$$

Zur Integration der Differentialgleichungen setzen wir mit Drude[1])

1) Drude: Wied. Ann. 36. p. 544. 1889. — Drude: Lehrbuch der Optik. p. 332. 1900.

$$4)\ X = Ae^{\frac{i2\pi}{T}\left(t - (\mu x + \nu y + \pi z)\right)}$$

Aus 1) und 2) folgt:

$$\frac{\varepsilon - 2i\sigma T}{c^2}\frac{\partial^2 X}{\partial t^2} = \nabla X = \frac{\varepsilon_1}{c^2}\frac{\partial^2 X}{\partial t^2} \quad \text{also:}$$

$$5)\ \frac{\varepsilon_1}{c^2} = \mu^2 + \nu^2 + \pi^2$$

Für senkrechte Incidenz ist $u = v = o$, π setzen wir $= \frac{1 - i\varkappa}{v}$, wo v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in dem Körper, also $\frac{c}{v} = n$ gleich dem Brechungsexponenten ist. Es ist demnach:

$\varepsilon_1 = n^2(1 - i\varkappa)^2$, oder wenn wir $2T\sigma = \sigma_1$ setzen:

$$6)\ \varkappa = \frac{\sigma_1}{\sqrt{\varepsilon^2 + \sigma_1^2} + \varepsilon} \qquad n^2 = \frac{\sigma_1}{2\varkappa} = \frac{\sqrt{\varepsilon^2 + \sigma_1^2} + \varepsilon}{2}$$

Ist das einfallende Licht unter 45^0 gegen die Einfallsebene polarisiert, also $E_p = E_s$, und definieren wir analog der Maxwellschen Gleichung $n^2 = k$ einen (komplexen) Winkel χ durch die Gleichung:

$$\frac{\sin^2\varphi}{\sin^2\chi} = \varepsilon_1,$$

dann ergiebt sich das Amplitudenverhältnis der reflektierten Componenten aus 3) und 4) zu

$$\frac{R_p}{R_s} = tg\psi e^{i\delta} = -\frac{\cos(\varphi + \chi)}{\cos(\varphi - \chi)}$$

$tg\psi$ ist das reelle Amplitudenverhältnis, δ die relative Phasendifferenz beider Componenten. Die einfachsten

Formeln ergeben sich, wenn man den Quotienten $\frac{1+\text{tg}\psi e^{i\delta}}{1-\text{tg}\psi e^{i\delta}}$ bildet. Es ist dann

$$\frac{1+\text{tg}\psi e^{i\delta}}{1-\text{tg}\psi e^{i\delta}} = \frac{\cos 2\psi + i \sin 2\psi \sin\delta}{1-\sin 2\psi \cos\delta} = \frac{\sin\psi \sin\chi}{\cos\psi \cos\chi}$$

$$= \frac{\sin\varphi \text{tg}\varphi}{\sqrt{\varepsilon_1 - \sin^2\varphi}} = \frac{e^{iQ}}{\text{tg}\frac{P}{2}},$$

so daß also:

$\text{tg}Q = \sin\delta \text{tg} 2\psi$ $\quad\cos P = \cos\delta \sin 2\psi$ oder

$\text{tg}\delta = \sin Q \text{tg} P$ $\quad\cos 2\psi = \cos Q \sin P$ Ferner setze man: $S = \sin\varphi \text{tg}\varphi \text{tg}\frac{P}{2}$, dann erhält man:

$$\frac{\cos 2Q + i \sin 2Q}{S^2} = \frac{1}{\varepsilon_1 - \sin^2\varphi} \quad \text{und weiter:}$$

7) $\varepsilon = S^2 \cos 2Q + \sin^2\varphi \qquad \sigma_1 = S^2 \sin 2Q.$

Aus 6) und 7) lassen sich die optischen Constanten aus den gefundenen Elementen der elliptischen Polarisation, also δ und $\text{tg}\psi$, und dem Einfallswinkel ganz allgemein berechnen.

Diese Formeln vereinfachen sich noch für den Fall der schwachen Absorption. Dann kann man nämlich $\left(\frac{\sigma_1}{\varepsilon}\right)^2 = 4\varkappa$ gegen eins vernachlässigen und erhält:

$$\frac{e^{iQ}}{S} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1 - \sin^2\varphi}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon - \sin^2\varphi}}\left(1 + {}^1/_2 \frac{i\sigma_1}{\varepsilon - \sin^2\varphi} + \ldots\right)$$

$$\frac{\cos Q}{S} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon - \sin^2\varphi}} \qquad \frac{\sin Q}{S} = \frac{\sigma_1}{2(\varepsilon - \sin^2\varphi)^{3/2}}$$

Ist χ der Brechungswinkel, so haben wir:

$$\varepsilon - \sin^2\varphi = \varepsilon\cos^2\chi.$$

Da nun cosQ nur um eine unendlich kleine Größe von 1 verschieden ist, so gilt

$$\operatorname{tg}\frac{P}{2} = \frac{1}{\operatorname{tg}\varphi\operatorname{tg}\chi} \qquad \sin Q = \frac{\sigma_1}{2\varepsilon\cos^2\chi}$$

Daraus ergiebt sich wieder:

$$\operatorname{tg}\delta = -\frac{\varkappa\sin 2\varphi\operatorname{tg}\chi}{\cos(\varphi+\chi)\cos(\varphi-\chi)} \qquad \operatorname{tg}\psi = -\frac{\cos(\varphi+\chi)}{\cos(\varphi-\chi)}$$

$$\text{also: } \varkappa = -\frac{\cos(\varphi+\chi)\cos(\varphi-\chi)\operatorname{tg}\delta}{\operatorname{siu} 2\varphi\operatorname{tg}\chi}$$

$$n = \frac{\sin\varphi}{\sin\chi} \quad \text{wo} \quad \operatorname{tg}\chi = \cot\varphi\,\frac{1+\operatorname{tg}\psi}{1-\operatorname{tg}\psi}.$$

Nach den eben abgeleiteten Formeln sind die Brechungsexponenten und Absorptionskoefficienten für verschiedene Fraunhofersche Linien und jeden beobachteten Einfallswinkel berechnet worden. Die Resultate sind in die Tabellen (b) eingetragen. Der besseren Übersicht halber habe ich diese Werte noch einmal mit denen anderer Beobachter in den folgenden kleinen Tabellen zusammengestellt. Die Tab. III enthält außerdem für Fuchsin- und Brillantgrünlösungen die Werte der Brechungsexponenten, die mittels der Wüllnerschen Formel

$$\frac{p_1}{d_1}(n_1 - 1) + \frac{p_2}{d_2}(n_2 - 1) = \frac{P}{D}(N - 1)$$

aus denen des festen Farbstoffes und des Lösungsmittels und deren Dichten berechnet sind. Die erforderlichen Dichten der festen Farbstoffe wurden in

Benzol mit dem Pyknometer, die der Lösungen mit der Mohrschen Wage bestimmt. Es ergaben sich für festes Fuchsin d = 1.22, für Brillantgrün d = 1.24, für Fuchsinlösungen: $d_{4\%} = 0.825$, $d_{8\%} = 0.839$, $d_{16\%} = 0.867$, für die Brillantgrünlösungen $d_{Alk.} = 0.843$, $d_{Wasser} = 1.028$, endlich für Wasser d = 0.999 und Alkohol 0.816.

Discussion der Resultate.

1) Die Beträge der Brechungsexponenten und Absorptionscoefficienten für die verschiedenen Einfallswinkel stimmen untereinander im allgemeinen sehr gut überein, nur die aus den Constanten in der Nähe des Haupteinfallswinkels berechneten Werte zeigen wegen der ungenaueren Ablesungen in diesem Gebiet größere Abweichungen. Sie sind deshalb auch bei der Berechnung der Mittelwerte z. T. nicht mitberücksichtigt worden. Die gute Übereinstimmung ist wesentlich durch die Anwendung der von mir abgeleiteten allgemeinen Formeln bedingt. Ich habe zuerst versucht, nach den vereinfachten Formeln Drudes zu rechnen, erhielt aber dann wegen der kleinen Werte von S für die Brechungsexponenten stets zu kleine Werte, während diejenigen für die Absorptionscoefficienten mit wachsendem Einfallswinkel stark abnahmen. So ergaben die vereinfachten Formeln die Absorptionscoefficienten beim Brillantgrünspiegel für die E-Linie und die fünf beobachteten Einfallswinkel zu 0.121, 0.084, 0.067, 0.036, 0.017, also völlig unbrauchbare Werte.

2) Ein Vergleich der von mir berechneten Werte der Brechungsexponenten mit denen anderer Beobachter läßt sich ausführlich nur für die festen Spiegel anstellen, da Lösungen für das in Betracht kommende Gebiet im allgemeinen nur in ganz geringen Concentrationen untersucht worden sind. Auf sie werde ich später eingehen. Die Werte der Brechungsexponenten für die festen Substanzen (Tab. I.) zeigen im großen und ganzen bei allen Beobachtern den gleichen Verlauf und eine ziemlich gute Übereinstimmung.

Tab: I. **Werte der Brechungsexponenten. (n)**

	$C^1/_2D$	D	E	F
Walter:	λ=634 : 2,412	2.684	1.913	1.074
Pflüger:	λ=610 : 2,34	2.64	λ=535. 1,95	1.05
Wernicke:		2.326	1.875	1.530
Wiedemann-Voigt:	C : 2.216	2.00	$E^1/_2b$ 1.37	1.11
Merkel-Voigt:	2.20	2.18	$E^1/_2b$ 1.55	0.94
Fuchsinspiegel:	2.700	2.642	1.789	1.060
tgJp	2.747	2.780	2.450	1.827
Walter:	C : 2.153	1.274	1.140	1.443
Pflüger:	λ=656 : 201	1.27	λ=.553 1.09	—
Brillantgr. Spiegel	1.534	1.147	1.142	1.483
tgJp	1.954	1.625	1.126	1.472
Pflüger:	1.94	1.71	λ=.520 1.19	1.40
Cyaninspiegel	1.957	1.733	1.309	1.412
tgJp	2.046	1.827	1.337	1.419

Bei Fuchsin ist diese besonders mit den Werten von Pflüger und Walter vorhanden. Die Werte für Cyanin und Brillantgrün liegen den Pflügerschen ebenfalls sehr nahe, bis auf diejenigen für $C^1/_2D$ und D beim Brillantgrün, die kleiner als diese sind. Ich bemerke dazu, daß die letzten Werte nach meinen

Beobachtungen unsicher sind, da die Übereinstimmung der Brechungsexponenten untereinander für sie eine schlechtere als bei den anderen Spiegeln war.

3) Wesentlich schlechter ist die Übereinstimmung der von mir berechneten Absorptionscoefficienten mit denen, die von Pflüger nach der direkten Methode mittels des Vierordtschen Doppelspaltes bestimmt und von Walter und Voigt aus den Constanten der elliptischen Polarisation nach den Cauchyschen resp. Voigtschen Formeln berechnet sind. Sie sind durchgängig kleiner als diese. (Tab. II.)

Tab. II. **Werte der Absorptionskoefficienten $\varkappa$.**

	$C^1/_2D$	D	E	F
Fuchsinspiegel.	0.120	0.302	0.802	1.143
Pflüger:	—	0.76	1.22	0.98
Walter:	—	0.792	1.419	1.168
Wiedemann-Voigt:	0.151	0.40	0.56	0.43
Brillantgrünspiegel	0.695	0.851	0.111	0.044
Walter:	C : 0.895	0.903	—	—
Cyaninspiegel	0.276	0.339	0.159	0.027
Pflüger:	0.54	0.70	λ=0.520: 0.26	0.06

Für den Fuchsinspiegel stimmen meine Werte mit den von Voigt berechneten am besten überein, während sie von denen Walters und Pflügers ganz erheblich abweichen. Mein Wert für die F-Linie fällt überhaupt aus den ganzen Beobachtungen heraus, da er größer ist als der Absorptionscoefficient für die E-Linie, d. h. für die Farbe, die nach allen Beobachtern das Maximum der Absorption aufweist. Bei der Über-

einstimmung der Zahlen untereinander dürfte diese Abweichung indessen nicht durch Beobachtungsfehler erklärt werden können. Anderseits ist dieses Resultat mit den übrigen Beobachtungen an den Lösungen nicht vereinbar. Doch steht dieser Wert nicht vereinzelt da, da sich aus den Merkelschen Daten derselbe Gang der Absorptionscoefficienten ergiebt.

Beim Brillantgrün liegen meine Werte den Walterschen sehr nahe, bei den Cyaninspiegeln betragen sie dagegen nur ca. die Hälfte der von Pflüger nach der direkten Methode bestimmten Absorptionscoefficienten.

4) Wir vergleichen ferner den Verlauf der Brechungsexponenten für die Lösungen mit dem für die feste Substanz (Tab. III). Beim Fuchsin findet man

Tab. III. **Werte der Brechungsexponenten. (n)**

	$C^1/_2D$	D	E	F
Alkohol	1.361	1.362	1.365	1.367
Fuchsinlösung 4%	1.398	1.413	1.360	1.298
tgJ	1.400	1.410	1.347	1.285
Wüllnersche Formel	1.396	1.395	1.376	1.358
Fuchsinlösung 8%	1.434	1.473	1.365	1.285
tgJ_p	1.436	1.475	1.363	1.289
Wüllnersche Formel	1.435	1.433	1.389	1.350
Fuchsinlösung 16%	1.515	1.608	1.403	—
tgJ_p	1.513	1.595	1.426	—
Wüllnersche Formel	1.515	1.510	1.416	—
conc. L. Kundt	C : 1.392	1.398	—	1.361
Fuchsinspiegel	2.700	2.642	1.789	1.060

	$C^1/_2D$	D	E	F
Wasser	1.333	1.334	1.336	1.338
Methylalkohol	1.331	1.333	1.334	1.336
Brillantgrün i. Wasser 10%	1.431	1.399	—	—
tgJp	1.418	1.393	—	—
Wüllnersche Formel	1.352	1.321	—	—
Brillantgr. in ½ W. + A. 10%	1.353	1.334	1.363	—
tgJp	1.371	1.340	1.359	—
Brillantgrün in A. 10%	1.349	1.305	1.347	1.388
tgJp	1.371	1.320	1.347	1.393
Wüllnersche Formel	1.372	1.347	1.349	1.374
Lös. in Methylalk. 16%	1.332	1.255	1.309	1.363
tgJp	1.385	1.269	1.305	1.356
Walter Lösung 16.7% in Methylalkohol	—	—	1.313	1.355
Brillantgrünspiegel	1.534	1.147	1.142	1.483
Chloroform	1.448	1.449	1.452	1.455
Alk. Cyan.-Lösung 2%	1.389	1.374	1.359	—
tgJp	1.387	1.369	1.355	—
Chlorof. Cyan.-Lös. 6%	1.547	1.436	1.434	1.469
tgJp	1.570	1.433	1.434	1.474
conc. Lösung Kundt:	C : 1.383	—	1.366	1.371
conc. Lösung Ketteler:	λ=659 : 1.381	—	—	1.364
Cyaninspiegel	1.957	1.733	1.309	1.412
Kalilauge	—	1.403	1.406	1.408
Fluorescëin 10%	1.479	1.479	1.595	1.410
tgJp	—	1.482	1.581	1.428
Fluorescëin 20%	—	1.544	1.720	1.414
tgJp	—	1.542	1.743	1.460
Walter Lös. 53%	C : 1.5905	1.6458	2.10	—

stets denselben Gang der Brechungsexponenten nur für $C^1/_2D$ ist n bei den Lösungen kleiner als für D, während bei dem Spiegel n für $C^1/_2D$ etwas größer ist. Die Differenz ist indessen äußerst gering. Beim Cyanin stimmt der Verlauf in beiden Fällen überein,

beim Brillantgrün liegt dagegen das Minimum der Brechungsexponenten für die feste Substanz bei E für die Lösungen durchgängig bei D. Nun waren zwar die Einstellungen für die D- und E-Linie schwierig, da für sie ein breiter Schatten über das Spectrum wanderte. Die grossen Abweichungen dürften indessen auch hier wohl kaum durch ev. Beobachtungsfehler erklärt werden können. Die Brechungsexponenten concentrierter Lösungen sind direkt meistens nur für Farben außerhalb des Absorptionsgebietes bestimmt worden. Die Werte von Kundt für eine „concentrierte Fuchsinlösung“ stimmen bis auf die F-Linie mit meinen für die 4% Lösung erhaltenen die von Kundt, Ketteler und Walter gefundenen für Cyanin- und Brillantgrünlösungen mit meinen Werten ebenfalls sehr gut überein.

5) Die Abhängigkeit der Brechungsexponenten für ein bestimmtes λ von der Concentration steht im allgemeinen bei nicht absorbierenden Substanzen mit der Wüllnerschen Formel im Einklang. Ebenso ist auch für die von den Lösungen schwach absorbierten Strahlen die Übereinstimmung der nach den Wüllnerschen Formeln und der aus den Constanten der elliptischen Polarisation berechneten Werte bei Brillantgrün, besonders aber für Fuchsin fast vollkommen. Definitive Schlüsse lassen sich natürlich aus diesen groben Bestimmungen nicht ziehen, da man zum Beweise dafür, daß die Wüllnersche Formel die Erscheinungen wirklich darstellt, die Brechungsexpo-

nenten auf fünf Decimalen genau bestimmen müßte. Im Gebiet des Absorptionsstreifens differieren die beiden Werte dagegen mehr oder weniger stark, jedoch zeigen sie auch hier denselben characteristischen Verlauf der Brechungsexponenten anomal dispergierender Medien. (Siehe auch Stöckl: Inauguraldissertation München 1900). Einige Werte weichen indessen in meinen Beobachtungen besonders auffallend von der Wüllnerschen Formel ab. So ist der Brechungsexponent der 10%. alkoholischen Brillantgrünlösung für $C^1/_2D$ und der 6%. Cyaninlösung für D kleiner als der des Lösungsmittels, während er nach der Wüllnerschen Formel größer sein sollte. Umgekehrt ist es bei der 10% wässerigen Brillantgrünlösung für D, bei Brillantgrün in $^1/_2$ W + A. für E und bei der 6%. Cyaninlösung für F.

6) Die Tangenten der Haupteinfallswinkel, die bei Gültigkeit des Brewsterschen Gesetzes den Brechungsexponenten geben würden, stimmen für die schwach absorbierten Strahlen mit den aus den Constanten der elliptischen Polarisation berechneten Brechungsexponenten sehr gut überein, für die stark absorbirten zeigen sie, wie natürlich, bedeutende Abweichungen.

7) Vergleichen wir die Absorptionscoefficienten der festen Substanzen mit denen der Lösungen, so zeigt sich natürlich ein stetiges Anwachsen derselben mit der Concentration, doch ist im allgemeinen eine volkommene Proportionalität nicht vorhanden. (Tab. IV.)

Werte der Absorptionskoefficienten $\varkappa$.

	$C^1/_2D$	D	E	F
Fuchsinspiegel	0.120	0.302	0.802	1.143
Fuchsinlösung 16 % } in Alk.	0.010	0.045	0.170	—
Fuchsinlösung 8 % } in Alk.	0.007	0.014	0.085	0.035
Fuchsinlösung 4 % } in Alk.	0.005	0.005	0.049	0.013
Brillantgr. Spiegel	0.695	0.851	0.111	0.044
Brillantgr.-Lösung 16 % in Methylalk.	0.207	0.125	0.007	0.000
Brillantgr.-Lösung 10 % in Alk.	0.137	0.079	0.002	0.001
Brillantgr.-Lösung 10 % in $^1/_2$ W. + A.	0.077	0.052	0.003	—
Brillantgr.-Lösung 10 % in W.	0.014	0.007	—	—
Cyaninspiegel	0.276	0.339	0.159	0.027
Cyaninlös. 6 % in Chlorof.	0.077	0.078	0.008	0.001
Cyaninlös. 2 % in Alk.	0.004	0.016	0.004	—
Fluorescëinlösung 10 %	—	0.004	0.045	0.117
Fluorescëinlösung 20 %	—	0.006	0.085	0.207

Nur für die E-Linie bei Fuchsinlösungen und für die Fluorescëinlösungen wächst die Absorption nahezu proportional der Concentration; rechnet man aber die Werte für Fuchsin auf die feste Substanz um, so erhält man den zu großen Wert: 1,06. Abgesehen von der F-Linie bei Fuchsin fällt die Verschiebung des Maximums der Absorption bei den Brillantgrünlösungen noch dem Rot zu auf. Das Maximum der Absorption liegt bei den Lösungen durchgängig bei $C^1/_2D$, bei der festen Substanz bei D, während sich nach den direkten Messungen von Katz der Absorptionsstreifen in den Lösungen gegenüber dem bei der festen Sub-

stanz nach dem Violett verschieben sollte. Vielleicht sind diese Abweichungen in dem verschiedenen Material begründet. Die Brillantgrünlösungen weisen noch weitere Eigentümlichkeiten auf. Analog dem Zurückgehen der Ellipticität bei Zusatz von Wasser zum Alkohol nehmen auch die Absorptionscoefficienten, wie sie sich aus den Constanten der elliptischen Polarisation ergeben, ganz bedeutend ab, während nach den Messungen von Katz (l. c. Tab. I) Brillantgrünlösungen in Wasser und Alkohol bei gleichem Prozentgehalt ungefähr die gleichen Absorptionscoefficienten haben. Man hat hier durchaus den Eindruck, als ob die Oberflächenschichten von einer anderen Zusammensetzung wie das Innere der Lösungen seien. Es gelang aber nicht durch Reinigen der Oberflächen durch Filtrierpapier und die ausdehnbaren Ringe andere Werte für die Constanten zu erhalten.

8) Zum Schluß möchte ich noch bemerken, daß der Jaminsche Satz, der Brechungsexponent $n = 1,4$ bilde bei Lösungen die Grenze zwischen positiver und negativer Reflexion, hier keine Gültigkeit mehr besitzt, da z. B. das Licht der F-Linie ($n = 1.06$) von Fuchsinspiegeln durchaus positiv reflectiert wird.

Tab. 1a. **Fuchsinspiegel.**

Werte der δ:

i	$C^1/_2 D$	D	E	F
57°30′	0.080	0.064	0.142	0.210
62 30	0.045	0.097	0.186	0.260
66 30	0.094	0.153	0.232	0.296
71 30	0.357	0.284	0.300	0.342
76 30	0.456	0.401	0.365	0.391

Werte der $tg\psi$ und $tg^2\psi$:

	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$
57°30′	0.336	0.113	0.371	0.138	0.467	0.218	0.548	0.300
62 30	0.215	0.046	0.270	0.073	0.417	0.174	0.531	0.282
66 30	0.121	0.015	0.200	0.040	0.401	0.163	0.565	0.317
71 30	0.081	0.007	0.169	0.029	0.410	0.168	0.606	0.367
76 30	0.242	0.059	0.273	0.075	0.492	0.242	0.687	0.472

J_p	70°	70°03′	67°48′	61°18′
tgJ_p	2.747	2.780	2.450	1.827
$tg\Psi$	0.072	0.164	0.403	0.529
$tg^2\Psi$	0.005	0.027	0.162	0.078

1b. Werte der n:

	$C^1/_2 D$	D	E	F
	2.708	2.636	1.765	1.035
	2.709	2.630	1.778	1.048
	2.713	2.644	1.809	1.024
	2.712	2.660	1.822	1.061
	2.657	2.641	1.776	1.134
Mittelwerte	2.700	2.642	1.789	1.060

Werte der x:

	$C^1/_2 D$	D	E	F
	0.131	0.305	0.805	1.152
	0.114	0.298	0.814	1.104
	0.121	0.304	0.796	1.168
	0.112	0.301	0.789	1.154
	0.121	0.304	0.808	1.135
Mittelwerte	0.120	0.302	0.802	1.143

Tab. 2a. **Fuchsin in Alkohol 4%.**

Werte der δ:

i	$C^1/_2D$	D	E	F	C_2H_5OH
45° ′	0.002	0.002	0.018	0.007	0.000
50	0.004	0.005	0.042	0.020	0.002
52 30	0.015	0.009	0.111	0.231	0.005
53 30	0.017	0.019	0.261	0.445	0.022
54 30	0.415	0.109	0.369	0.473	0.491
55 30	0.485	0.479	0.422	0.480	0.496
57 30	0.495	0.492	0.454	0.487	0.498
60	0.497	0.496	0.472	0.493	0.499

Werte der $tg\psi$ und $tg^2\psi$:

	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$
45° ′	0.267	0.071	0.278	0.077	0.251	0.063	0.221	0.049	0.250	0.063
50	0.126	0.016	0.132	0.017	0.110	0.012	0.077	0.006	0.105	0.011
52 30	0.052	0.003	0.063	0.004	0.043	0.002	0.011	0.000	0.036	0.001
53 30	0.028	0.001	0.035	0.001	0.038	0.001	0.039	0.002	0.008	0.000
54 30	0.006	0.000	0.006	0.000	0.045	0.002	0.063	0.004	0.021	0.000
55 30	0.031	0.001	0.022	0.000	0.067	0.004	0.087	0.008	0.048	0.002
57 30	0.086	0.007	0.077	0.006	0.113	0.013	0.138	0.019	0.098	0.010
60	0.163	0.027	0.154	0.024	0.192	0.037	0.216	0.047	0.175	0.031

J_p	54°28′	54°39′	53°25′	52°6′	53°41′
tgJ_p	1.400	1.410	1.347	1.285	1.361

2b. Werte der n:

	$C^1/_2D$	D	E	F	Alkohol
	1.412	1.416	1.377	1.315	1.374
	1.404	1.416	1.385	1.292	1.365
	1.395	1.416	1.378	1.286	1.365
	1.402	1.415	1.289	1.286	1.366
	1.392	1.413	1.324	1.294	1.364
	1.396	1.413	1.334	1.301	1.366
	1.397	1.412	1.351	1.310	1.379
	1.384	1.400	1.339	1.298	1.363
Mittelwerte	1.398	1.413	1.360	1.298	1.368

Werte der $\varkappa$:

	$C^1/_2D$	D	E	F	Alkohol
	0.005	0.004	0.044	0.015	—
	0.005	0.006	0.042	0.011	—
	0.007	0.005	0.048	0.011	—
	0.004	0.006	0.065	0.017	—
	0.005	0.006	0.061	0.013	—
	0.004	0.004	0.045	0.013	—
	0.004	0.005	0.041	0.014	—
	0.004	0.005	0.041	0.010	—
Mittelwerte	0.005	0.005	0.049	0.013	—

Tab. 3a. **Fuchsin in Alkohol 8%.**

Werte der δ:

i	C½D	D	E	F
45° ′	0.003	0.005	0.033	0.019
50	0.005	0.010	0.082	0.063
52 30	0.013	0.022	0.151	0 247
53 30	0.019	0.030	0 231	0.387
54 30	0.054	0.047	0.299	0.432
55 30	0.443	0.203	0.361	0.454
57 30	0.490	0.466	0.410	0.472
60	0.494	0.488	0.447	0.481

Werte der $tg\psi$ und $tg^2\psi$:

	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$
45° ′	0.279	0.078	0.295	0.087	0.264	0.041	0.211	0.012
50	0.137	0 019	0.155	0.024	0.121	0.015	0.061	0.004
52 30	0.074	0.006	0.095	0.009	0.073	0.005	0.027	0.001
53 30	0.041	0 002	0.066	0 004	0.061	0.004	0.044	0 002
54 30	0.019	0.000	0.041	0.002	0.064	0.004	0.068	0.005
55 30	0.016	0.000	0.013	0.000	0.079	0.006	0.098	0.010
57 30	0.071	0.005	0.054	0.003	0.113	0.013	0.144	0.021
60	0.138	0.019	0.121	0.015	0.186	0.035	0.223	0.050
J_p	55°9′		55°52′		53°48′		52°2′	
tgJ_p	1.436		1.475		1.363		1.289	

3b. Werte der n:

	C½D	D	E	F
	1.440	1.479	1.379	1.295
	1,426	1.464	1.350	1.285
	1.438	1.481	1.362	1.261
	1.427	1.478	1.360	1.279
	1.438	1.482	1.352	1.286
	1.424	1.481	1.243	1.284
	1.425	1.457	1.378	1.301
	1.454	1.461	1.281	1.288
Mittelwerte	1.434	1.473	1.365	1.285

Werte der $\varkappa$:

	C½D	D	E	F
	0.008	0 016	0.089	0.036
	0.007	0.014	0.083	0.033
	0.008	0.019	0.080	0.034
	0.007	0.018	0 079	0 046
	0.009	0.017	0.079	0.037
	0.008	0.006	0.092	0.035
	0.006	0.016	0.076	0.031
	0.006	0.012	0.105	0.031
Mittelwerte	0.007	0.014	0.085	0.035

Tab. 4a. **Fuchsin in Alkohol 16%.**

Werte der δ:

i	$C^{1}/_{2}D$	D	E
45° '	0.002	0.010	0.055
50	0.005	0.019	0.115
52 30	0.011	0.032	0.153
55	0.030	0.042	0.231
57 30	0.447	0.168	0.319
60	0.487	0 418	0.369
65	0.496	0.478	0.425
70	0.498	0.491	0.455

Werte der tgψ und tg$^2\psi$:

	tgψ	tg$^2\psi$	tgψ	tg$^2\psi$	tgψ	tg$^2\psi$
45° '	0.316	0.100	0.343	0.118	0.291	0.085
50	0.174	0.030	0.215	0.046	0.183	0.034
52 30	0.111	0.012	0.149	0.022	0.143	0.020
55	0.043	0.002	0.084	0.007	0.117	0.014
57 30	0.022	0.000	0 032	0.001	0.144	0.021
60	0.096	0.009	0.057	0.003	0.187	0.035
65	0.235	0.055	0.188	0.035	0.295	0.087
70	0.371	0.138	0.335	0.112	0.421	0.177

J_p	56°32'	57°55'	54°58'
tgJ_p	1.513	1.595	1.426

4b. Werte der n:

	$C^{1}/_{2}D$	D	E
	1.533	1.609	1.398
	1.507	1.607	1.373
	1.516	1.606	1.415
	1.515	1.608	1.423
	1.522	1.644	1.402
	1.510	1.592	1.402
	1.507	1.608	1.411
	1.512	1.593	1.400
Mittelwerte	1.515	1.608	1.403

Werte der $\varkappa$:

	0.009	0.040	0.161
	0.008	0.042	0.169
	0.011	0.047	0.167
	0.012	0.034	0.160
	0.011	0.033	0.175
	0.011	0.046	0 182
	0.008	0.045	0.176
	0.011	0.027	0.166
Mittelwerte	0.010	0.045	0.170

Tab. 5a. **Brillantgrünspiegel.**

Werte der δ:

i	$C^{1}/_{2}D$	D	E	F
45°	0.084	0.115	0.106	0.017
50	0.115	0.153	0.316	0 031
55	0.152	0.203	0 417	0.119
60	0.201	0.248	0.446	0.461
65	0.263	0.304	0.464	0.484
70	0 332	—	—	—

Werte der $tg\psi$ und $tg^2\psi$:

	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$
45°	0.562	0.316	0.555	0.308	0.164	0.027	0.308	0 095
50	0.489	0.239	0.497	0.247	0.110	0 012	0.171	0.029
55	0.428	0.183	0.452	0.204	0 212	0 045	0.046	0.002
60	0.377	0.142	0.445	0.199	0.340	0.116	0.110	0.012
65	0.371	0.138	0.470	0.221	0.469	0.220	0.246	0.061
70	0.431	0.186	—	—	—	—	—	—
J_p	62°54′		58°24′		49°24′		55°48′	
tgJ_p	1.954		1.625		1.126		1.472	
$tg\Psi$	0.366		0.444		0.108		0.044	
$tg^2\Psi$	0.135		0.197		0.012		0.002	

5b. Werte der n:

	$C^{1}/_{2}D$	D	E	F
	1.509	1.153	1.141	1.489
	1.501	1.059	1.106	1.456
	1.565	1.159	1.129	1.522
	1.570	1.178	1.196	1.443
	1.580	1.184	1.136	1.503
	1.481	—	—	—
Mittelwerte	1.534	1.147	1.142	1.483

Werte der $\varkappa$:

	$C^{1}/_{2}D$	D	E	F
	0.715	0.849	0.129	0.054
	0.712	1.029	0.113	0.053
	0.671	0.795	0.108	0.042
	0.675	0.792	0.102	0.038
	0.679	0.789	0.104	0.033
	0.715	—	—	—
Mittelwerte	0.695	0.851	0.111	0.044

Tab. 6a. **Brillantgrün in Wasser 10%.**

Werte der δ:

i	$C^1/_2D$	D	Wasser
45° '	0.004	0.004	0.000
50	0.011	0.006	0.002
51 30	0.017	0.011	0.003
52 30	0.021	0.016	0.014
53 30	0.039	0.036	0.452
54 30	0.125	0.426	0.497
55 30	0.439	0.480	0.497
60	0.492	0.496	0.499

Werte der tgψ und $t^2g\psi$:

	tgψ	$tg^2\psi$	tgψ	$tg^2\psi$	tgψ	$tg^2\psi$
45° '	0.284	0.081	0.270	0.073	0.241	0.058
50	0.141	0.020	0.124	0.015	0.097	0.009
51 30	0.103	0.011	0.085	0.007	0.051	0.003
52 30	0.078	0.006	0.055	0.003	0.020	0.000
53 30	0.045	0.002	0.022	0.000	0.008	0.000
54 30	0.014	0.000	0.010	0.000	0.037	0.001
55 30	0.021	0.000	0.035	0.001	0.066	0.004
60	0.157	0.025	0.172	0.030	0.196	0.038

J_p	54°49'	34°19'	53°17'
tgJ_p	1.418	1.393	1.341

6b. Werte der n:

	$C^1/_2D$	D	Wasser
	1.452	1.419	1.355
	1.434	1.432	1.348
	1.441	1.405	1.342
	1.446	1.401	1.337
	1.435	1.394	1.338
	1.428	1.384	1.337
	1.415	1.389	1.335
	1.395	1.369	1.329
Mittelwerte	1.431	1.399	1.340

Werte der $\varkappa$:

	0.018	0.010	—
	0.015	0.006	—
	0.016	0.008	—
	0.015	0.007	—
	0.015	0.007	—
	0.019	0.007	—
	0.011	0.006	—
	0.009	0.006	—
Mittelwerte	0.014	0.007	—

Tab. 7a.

Brillantgrün in 1/2 Wasser + 1/2 Alkohol 10%.

Werte der δ:

i	C½D	D	E	Lös.-Mittel
45°	0.034	0.022	0.001	0.000
50	0.076	0.051	0.003	0.001
51 30	0.118	0.093	0.005	0.001
52 30	0.165	0.154	0.008	0.003
53 30	0.234	0.279	0.064	0.009
54 30	0.304	0.382	0.483	0.494
55 30	0.363	0 427	0.495	0.499
60	0.449	0.478	0.499	0.500

Werte der $tg\psi$ und $tg^2\psi$:

	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$
45°	0.245	0.060	0 226	0.051	0.250	0.063	0.252	0.064
50	0.120	0.014	0.098	0.010	0.107	0.011	0.110	0.012
51 30	0.085	0.007	0.061	0 004	0.065	0.004	0.065	0.004
52 30	0.069	0.005	0.040	0.002	0.035	0.001	0.038	0.001
53 30	0.060	0.004	0.034	0.001	0.006	0.000	0.008	0 000
54 30	0.061	0.004	0.051	0 003	0.022	0.001	0.019	0.000
55 30	0.077	0.006	0.075	0.006	0.054	0.003	0.050	0.003
60	0.177	0 031	0.191	0.014	0.181	0.033	0.181	0.033
Ip	53°54′		53°16′		53°39′		53°44′	
tgIp	1.371		1.340		1 359		1.363	

7b.

Werte der n:

	C½D	D	E	Lös.-Mittel
	1.328	1.325	1.374	1.379
	1 344	1.350	1.367	1.372
	1.354	1.359	1.367	1.367
	1.343	1.372	1.363	1.369
	1.349	1.295	1 362	1.365
	1.370	1.314	1.363	1.368
	1.370	1.321	1.356	1.363
	1.365	1.337	1.353	1.354
Mittelwerte	1.353	1.334	1.363	1.367

Werte der $\varkappa$:

	C½D	D	E	Lös.-Mittel
	0.083	0.047	0.003	—
	0.078	0.044	0.003	—
	0.078	0.054	0.003	—
	0.080	0.078	0.002	—
	0.078	—	0.003	—
	0.073	0.058	0.003	—
	0.073	0.045	0.002	—
	0.071	0.040	0.002	—
Mittelwerte	0.077	0.052	0.003	—

Tab. 8a. Brillantgrün in Alkohol 10%.

Werte der δ:

i	$C^{1}/_{2}D$	D	E	F
45° ′	0.058	0.036	0.001	0.000
50	0.110	0.097	0.003	0.001
52 30	0.182	0.245	0.010	0.003
53 30	0.227	0.319	0.426	0.006
54 30	0.275	0.370	0.493	0.483
55 30	0.319	0.401	0.494	0.496
57 30	0.381	0.439	0.498	0.499
60	0.416	0.458	0.499	0.499

Werte der $tg\psi$ und $tg^2\psi$:

	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$
45° ′	0.282	0.079	0.225	0.051	0.240	0.058	0.268	0.072
50	0.163	0.027	0.091	0.008	0.097	0.009	0.121	0.015
52 30	0.110	0.012	0.051	0.003	0.023	0.001	0.042	0.002
53 30	0.102	0.010	0.058	0.003	0.004	0.000	0.019	0.000
54 30	0.103	0.011	0.074	0.005	0.033	0.001	0.008	0.000
55 30	0.110	0.012	0.091	0.008	0.051	0.003	0.031	0.001
57 30	0.147	0.022	0.147	0.022	0.116	0.013	0.086	0.007
60	0.201	0.040	0.210	0.044	0.190	0.036	0.167	0.028

	$C^{1}/_{2}D$	D	E	F
J_p	53°53′	52°51′	53°24′	54°19′
tgJ_p	1.371	1.320	1.347	1.393

8b. Werte der n:

	$C^{1}/_{2}D$	D	E	F
	1.369	1.323	1.353	1.390
	1.372	1.337	1.348	1.394
	1.361	1.361	1.342	1.376
	1.349	1.258	1.345	1.385
	1.353	1.277	1.343	1.388
	1.334	1.295	1.361	1.396
	1.243	1.296	1.346	1.394
	1.415	1.291	1.339	1.377
Mittelwerte	1.349	1.305	1.347	1.388

Werte der $\varkappa$:

	$C^{1}/_{2}D$	D	E	F
	0.160	0.078	0.002	0.001
	0.150	0.086	0.003	0.001
	0.135	—	0.002	0.001
	0.135	0.149	0.003	0.001
	0.132	0.094	0.002	0.001
	0.131	0.079	0.003	0.001
	0.145	0.070	0.002	0.001
	0.106	0.069	0.002	0.001
Mittelwerte	0.137	0.079	0.002	0.001

Tab. 9a. Brillantgrün in Methylalkohol 16%.

Werte der δ:

i	$C^1/_2D$	D	E	F	CH_3OH
45° '	0.073	0.067	0.003	0.000	0.000
50	0.140	0.166	0.014	0.001	0.001
51 30	0.182	0.227	0.027	0.001	0.001
52 30	0.196	0.277	0.122	0.001	0.001
53 30	0.213	0.317	0.472	0.010	0.027
54 30	0.257	0.344	0.482	0.498	0.499
55 30	0.287	0.373	0.495	0.500	0.499
60	0.370	0.429	0.497	0.500	0.499

Werte der $tg\psi$ und $tg^2\psi$:

	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$
45° '	0.290	0.084	0.211	0.045	0.222	0.049	0.253	0.064	0.240	0.058
50	0.178	0.032	0.109	0.012	0.074	0.006	0.107	0.011	0.100	0.010
51 30	0.165	0.027	0.100	0.010	0.031	0.001	0.061	0.004	0.048	0.002
52 30	0.163	0.027	0.103	0.011	0.007	0.000	0.032	0.001	0.023	0.001
53 30	0.158	0.025	0.120	0.014	0.028	0.001	0.004	0.000	0.006	0.000
54 30	0.157	0.025	0.126	0.016	0.051	0.003	0.022	0.001	0.033	0.001
55 30	0.162	0.026	0.145	0.021	0.084	0.007	0.047	0.002	0.067	0.005
60	0.225	0.051	0.252	0.064	0.215	0.046	0.181	0.033	0.200	0.040
J_p	54°10'		51°45'		52°32'		53°36'		53°23'	
tgJ_p	1.385		1.269		1.305		1.356		1.346	

9b. Werte der n:

	$C^1/_2D$	D	E	F	CH^3OH
	1.335	1.242	1.317	1.381	1.353
	1.326	1.253	1.307	1.367	1.353
	1.318	1.264	1.307	1.360	1.336
	1.323	1.249	1.315	1.358	1.342
	1.357	1.253	1.304	1.358	1.341
	1.328	1.257	1.313	1.362	1.343
	1.330	1.261	1.306	1.368	1.334
	1.341	1.261	1.300	1.353	1.323
Mittelwerte	1.332	1.255	1.309	1.363	1.341

Werte der $\varkappa$:

	$C^1/_2D$	D	E	F	CH^3OH
	0.207	0.122	0.007	0.001	—
	0.195	0.121	0.008	0.000	—
	0.205	0.124	0.007	0.000	—
	0.210	0.127	0.009	0.000	—
	0.212	0.129	0.006	0.000	—
	0.210	0.127	0.006	0.000	—
	0.206	0.123	0.005	0.000	—
	0.212	0.125	0.005	0.000	—
Mittelwerte	0.207	0.125	0.007	0.000	—

Tab. 10a. **Cyaninspiegel.**

Werte der δ:

i	$C^1/_2D$	D	E	F
50°	0.057	0.081	0.151	0.024
55	0.088	0.130	0.309	0.288
60	0.156	0.205	0.403	0.483
65	0.274	0.310	0.442	0.487
70	0.375	0.386	0.461	0.490

Werte der $tg\psi$ und $tg^2\psi$:

	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$
50°	0.381	0.145	0.360	0.129	0.152	0.023	0.138	0.019
55	0.284	0.081	0.272	0.074	0.138	0.019	0.016	0.000
60	0.197	0.039	0.212	0.045	0.220	0.048	0.156	0.024
65	0.170	0.029	0.231	0.053	0.349	0.122	0.290	0.084
70	0.236	0.056	0.310	0.096	0.469	0.220	0.408	0.166

J_p	63°57′	61°18′	53°12′	54°50′
tgJ_p	2.046	1.827	1.337	1.419
$tg\Psi$	0.168	0.209	0.132	0.016
$tg^2\Psi$	0.028	0.044	0.017	0.000

10b. Werte der n:

	$C^1/_2D$	D	E	F
	1.952	1.737	1.292	1.427
	1.966	1.725	1.300	1.398
	1.944	1.746	1.322	1.396
	1.952	1.726	1.311	1.402
	1.969	1.731	1.318	1.436
Mittelwerte	1.957	1.733	1.309	1.412

Werte der $\varkappa$:

	$C^1/_2D$	D	E	F
	0.268	0.337	0.169	0.030
	0.271	0.343	0.165	0.024
	0.279	0.335	0.155	0.021
	0.278	0.344	0.152	0.030
	0.282	0.336	0.152	0.030
Mittelwerte	0.276	0.339	0.159	0.027

Tab. 11a. **Cyanin in Alkohol, 2%.**

Werte der δ:

i	C½D	D	F
45° ′	0.002	0.007	0.001
50	0.005	0.016	0.004
52 30	0.009	0.035	0.013
53 30	0.027	0.103	0.241
54 30	0.456	0.422	0.480
55 30	0.489	0.469	0.492
57 30	0.495	0.478	0.497
60	0.497	0.488	0.498
45	0.002	0.006	0.498

Werte der $tg\psi$ und $tg^2\psi$:

	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$
45° ′	0.260	0.068	0.254	0.065	0.250	0.063
50	0.114	0.013	0.106	0.011	0.101	0.010
52 30	0.055	0.003	0.053	0.003	0.039	0.002
53 30	0.020	0.000	0.018	0.000	0.003	0.000
54 30	0.013	0.000	0.025	0.001	0.030	0.001
55 30	0.042	0.002	0.057	0.003	0.065	0.004
57 30	0.088	0.008	0.096	0.009	0.108	0.012
60	0.164	0.027	0.166	0.028	0.180	0.032
45	0.262	0.069	0.256	0.066	0.251	0.063
J_p	54° 12′		53° 51′		53° 34′	
tgJ_p	1.387		1.369		1.355	

11b. Werte der n:

	C½D	D	E
	1.396	1.383	1.374
	1.380	1.365	1.355
	1.379	1.397	1.371
	1.387	1.384	1.357
	1.378	1.357	1.348
	1.376	1.351	1.337
	1.394	1.360	1.359
	1.407	1.379	1.355
	1.401	1.388	1.376
Mittelwerte	1.389	1.374	1.359

Werte der $\varkappa$:

	0.0049	0.0167	0.0019
	0.0047	0.0153	0.0034
	0.0033	0.0161	0.0041
	0.0047	0.0182	0.0072
	0.0048	0.0172	0.0048
	0.0040	0.0141	0.0042
	0.0038	0.0183	0.0026
	0.0036	0.0155	0.0022
	0.0050	0.0157	0.0044
Mittelwerte	0.0043	0.0163	0.0035

Tab. 12a. **Cyanin in Chloroform 6%.**

Werte der δ:

i	$C^1/_2D$	D	E	F	$CHCl_3$
45° '	0.019	0.022	0.003	0.000	0.000
50	0.035	0.049	0.005	0.001	0.000
52 30	0.060	0.093	0.014	0.001	0.002
53 30	0.068	0.131	0.021	0.002	0.002
54 30	0.098	0.194	0.065	0.006	0.002
55 30	0.137	0.262	0.419	0.010	0.033
56 30	0.180	0.325	0.470	0.493	0.499
57 30	0.248	0.376	0.484	0.498	0.499
58 30	0.332	0.409	0.490	0.499	0.500
60	0.398	0.429	0.492	0.499	0.500
62 30	0.444	0.454	0.497	0.499	0.500

Werte der $tg\psi$ und $tg^2\psi$:

i	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$
45° '	0.334	0.112	0.292	0.085	0.283	0.080	0.298	0.089	0.293	0.086
50	0.203	0.041	0.158	0.025	0.146	0.021	0.160	0.026	0.158	0.025
52 30	0.135	0.018	0.095	0.009	0.076	0.006	0.088	0.008	0.087	0.008
53 30	0.113	0.013	0.077	0.006	0.046	0.002	0.063	0.004	0.062	0.004
54 30	0.092	0.008	0.061	0.004	0.016	0.000	0.033	0.001	0.031	0.001
55 30	0.071	0.005	0.060	0.004	0.012	0.000	0.006	0.000	0.003	0·000
56 30	0.062	0.004	0.070	0.005	0.040	0.002	0.019	0.000	0.027	0.001
57 30	0.060	0.004	0.084	0.007	0.069	0.005	0.050	0.003	0.057	0.003
58 30	0.062	0.004	0.106	0.011	0.096	0.009	0.075	0.006	0.083	0.007
60	0.092	0.008	0.144	0.021	0.139	0.019	0.119	0.014	0.124	0.015
62 30	0.153	0.023	0.211	0.045	0.212	0.045	0.193	0.037	0.198	0.039
J_p	57°30'		55° 6'		55° 7'		55°51'		55°32'	
tgJ_p	1.570		1.433		1.434		1.474		1.457	

Tab. 12b. Werte der n:

	$C^1/_2D$	D	E	F	$CHCl_3$
	1.550	1.447	1.450	1.486	1.470
	1.532	1.450	1.445	1.475	1.470
	1.548	1.425	1.442	1.467	1.464
	1.540	1.431	1.437	1.471	1.469
	1.530	1.435	1.432	1.466	1.462
	1.549	1.429	1.432	1.467	1.461
	1.549	1.436	1.431	1.472	1.456
	1.574	1.449	1.429	1.465	1.451
	1.542	1.455	1.430	1.469	1.454
	1.557	1.428	1.427	1.465	1.455
	1.547	1.416	1.419	1.454	1.445
Mittelwerte	1.547	1.436	1.434	1.469	1.460

Werte der $\varkappa$:

	$C^1/_2D$	D	E	F	$CHCl_3$
	0.072	0.069	0.008	0.001	—
	0.073	0.071	0.007	0.001	—
	0.074	0.075	0.009	0.001	—
	0.071	0.080	0.008	0.001	—
	0.080	0.076	0.009	0.002	—
	0.078	0.079	0.009	0.001	—
	0.082	0.083	0.009	0.001	—
	0.088	0.077	0.009	0.001	—
	0.077	0.077	0.008	0.001	—
	0.076	0.081	0.009	0.001	—
	0.072	0.079	0.006	0.001	—
Mittelwerte	0.077	0.078	0.008	0.001	—

Tab. 13a. Fluorescëin in KOH. 10%.

Werte der δ:

i	D	E	F	KOH
50° ′	0.003	0.022	0.083	0.000
53 30	0.007	0.044	0.175	0.001
54 30	0.014	0.053	0.232	0.474
55 30	0.043	0.074	0.274	0.494
56 30	0.473	0.112	0.311	0.498
57 30	0.487	0.228	0.356	0.497
58 30	0.493	0.346	0.390	0.500
60	0.496	0.426	0.411	0.500
65	0.498	0.476	0.449	0.500

Werte der $tg\psi$ und $tg^2\psi$:

	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$
50° ′	0.166	0.028	0.217	0.047	0.163	0.027	0.127	0.016
53 30	0.069	0.005	0.119	0.014	0.095	0.009	0.028	0.001
54 30	0.042	0.002	0.097	0.009	0.086	0.007	0.001	0.000
55 30	0.010	0.000	0.069	0.005	0.086	0.007	0.026	0.001
56 30	0.017	0.000	0.047	0.002	0.095	0.009	0.059	0.004
57 30	0.045	0.002	0.032	0.001	0.110	0.012	0.083	0.007
58 30	0.069	0.005	0.039	0.002	0.136	0.019	0.114	0.013
60	0.114	0.013	0.067	0.005	0.168	0.028	0.159	0.025
65	0.251	0.063	0.202	0.040	0.296	0.088	0.298	0.089

J_p	55°49′	57°41′	55°	54°31′
tgJ_p	1.482	1.581	1.428	1.403

Tab. 13b. Werte der n:

	D	E	F	KOH
	1.489	1.569	1.413	1.406
	1.484	1.587	1.419	1.402
	1.485	1.602	1.406	1.404
	1.475	1.613	1.413	1.405
	1.476	1.571	1.429	1.396
	1.475	1.611	1.408	1.403
	1.482	1.619	1.400	1.397
	1.474	1.578	1.404	1.391
	1.475	1.608	1.400	1.388
Mittelwerte	1.479	1.595	1.410	1.399

Werte der $\varkappa$:

	D	E	F	KOH
	0.004	0.051	0.119	—
	0.004	0.047	0.116	—
	0.005	0.046	0.115	—
	0.004	0.044	0.114	—
	0.004	0.045	0.123	—
	0.005	0.045	0.121	—
	0.004	0.045	0.112	—
	0.003	0.043	0.115	—
	0.004	0.041	0.121	—
Mittelwerte	0.004	0.045	0.117	—

Tab. 14a. Fluorescëin in KOH. 20%.

Werte der δ:

i	D	E	F
50° ′	0.003	0.032	0.120
53 30	0.006	0.047	0.185
54 30	0.009	0.057	0.213
55 30	0.012	0.065	0.239
56 30	0.035	0.085	0.265
57 30	0.443	0.108	0.301
58 30	0.487	—	—
59 30	—	0.228	—
60	0.492	0.257	0.354
61	—	0.307	—
65	0.497	0.442	0.415

Werte der $tg\psi$ und $tg^2\psi$:

	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$	$tg\psi$	$tg^2\psi$
50° ′	0,195	0.038	0.270	0.073	0.210	0.044
53 30	0.099	0.010	0.182	0.033	0.158	0.025
54 30	0.070	0.005	0.157	0.025	0.153	0.023
55 30	0.044	0.002	0.130	0.017	0.150	0.023
56 30	0.014	0.000	0.103	0.011	0.152	0.023
57 30	0.013	0.000	0.085	0.007	0.157	0.025
58 30	0.043	0.002	—	—	—	—
59 30	—	—	0.059	0.004	—	—
60	0.081	0.007	0.054	0.003	0.191	0.037
61	—	—	0.063	0.004	—	—
65	0.219	0.048	0.153	0.023	0.293	0.086
J_p	57° 2′		60° 9′		55° 36′	
tgJ_p	1.542		1.743		1.460	

14b. Werte der n:

	D	E	F
	1.557	1.723	1.395
	1.550	1.740	1.411
	1.545	1.716	1.415
	1.547	1.720	1.419
	1.541	1.702	1.417
	1.541	1.720	1.414
	1.535	—	—
	—	1.709	—
	1.543	1.714	1.415
	—	1.727	—
	1.540	1.732	1.423
Mittelwerte	1.544	1.720	1.414

Werte der $\varkappa$:

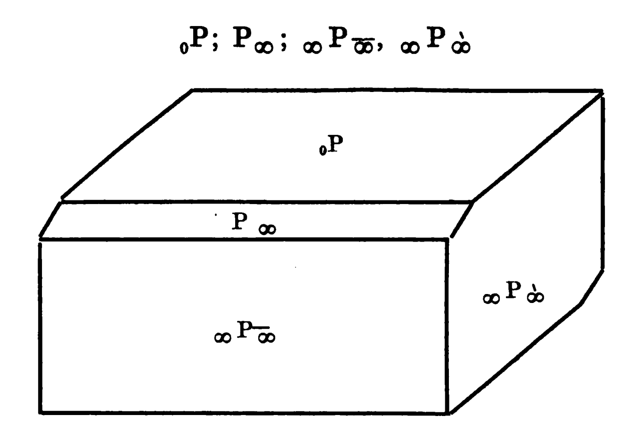
	D	E	F
	0.005	0.095	0.217
	0.005	0.085	0.207
	0.006	0.090	0.207
	0.005	0.081	0.207
	0.004	0.082	0.211
	0.007	0.082	0.202
	0.005	—	—
	—	0.087	—
	0.006	0.082	0.203
	—	0.089	—
	0.005	0.080	0.200
Mittelwerte	0.006	0.085	0.207

Anhang.

Über die optischen Eigenschaften des krystallisierten Cyanins.

Im Anschluß an diese Untersuchungen möchte ich noch einige Beobachtungen über das krystallisierte Cyanin mitteilen, da dieser Körper wegen seiner mannigfachen optischen Eigenschaften in neuerer Zeit das lebhafte Interesse der Physiker auf sich gelenkt hat. Seine große Lichtempfindlichkeit habe ich schon oben erwähnt. Ebenso wie bei jenen Spiegeln geht auch die glänzende grüne Farbe der von Merck bezogenen Nadeln bei Belichtung in ein dunkles Blau über. Im übrigen zeigen dieselben keine bemerkenswerten optischen Eigenschaften. Durch Umkrystallisieren erhielt ich nun aus alkoholischer Lösung sehr schöne, große, monokline Krystalle, die in Richtung der b achse stark verlängert waren und nach Basis und Klinopinakoid eine ausgezeichnete Spaltbarkeit besaßen.[1]) Im allgemeinen traten folgende Flächen auf:

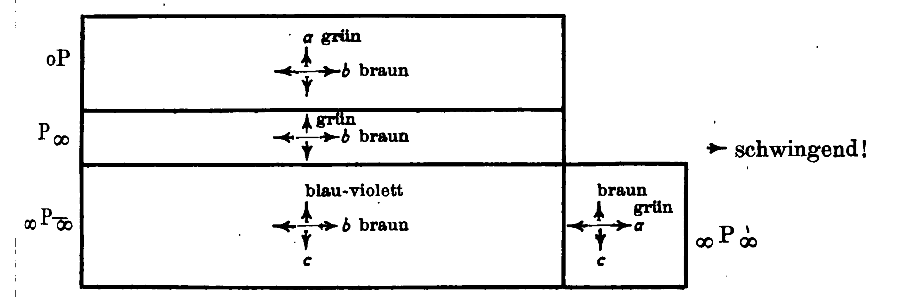
1) Arzruni: Recueil d. tr. chim. des Pays-Bas 3. p. 354. 1884.



und zwar ergaben sich die einzelnen Flächenwinkel zu

$oP, P\infty : 145^0\ 28'$	$\infty P\bar{\infty}, oP : 90^0\ 13'$
$P\infty, \infty P\bar{\infty} : 125^0\ 41'$	$oP, \infty P\breve{\infty} : 89^0\ \ 5'$

Diese Krystalle haben mit den Platincyanüren die größte Ähnlichkeit. Sie reflektieren wie diese auf den einzelnen Flächen verschiedene in zwei zu einander senkrecht stehenden Richtungen polarisierte Flächenschiller, die außerdem noch von der Lage der Einfallsebene zu den Achsen und den Einfallswinkeln abhängen. So zeigt die Zone, deren Flächen parallel zur a-Achse liegen, also Basis und Klinopinakoid einen hervorragend glänzenden, grünen Metallschiller, der parallel zur Quer- resp. c-Achse polarisiert ist und auf der Basis mit wachsendem Einfallswinkel von gelb- zu blaugrün übergeht. Senkrecht dazu ist ein brauner Metallglanz orientiert, der sich mit dem Einfallswinkel nicht merklich ändert.



Das Orthodoma reflektiert einen blaugrünen parallel und einen braunen senkrecht zur b-Achse polarisierten Schiller. Endlich zeigt das Orthopinakoid einen blau-violetten Glanz, der senkrecht zur Querachse schwingt, für den parallel dazu schwingenden einen braunen Farbenton. Liegt die Einfallsebene parallel zur b-Achse, so reflektiert $\infty P \overline{\infty}$ einen braunen, bei großen Incidenzen stahlblauen Schiller, der senkrecht zur Querachse polarisiert ist.

Die Absorption ist bei Cyanin so groß, daß selbst die kleinen Krystalle, die man durch Verdunsten einer alkoholischen Lösung auf einer Glasplatte erhält, vollkommen undurchsichtig sind. Um die Substanz in ganz dünnen Schichten zu erhalten und ihre Dicken möglichst genau messen zu können, ließ ich einen Tropfen alkoholischer Lösung zwischen zwei Linsen auskrystallisieren, die die Newtonschen Farbenringe zeigten und mit Schrauben fest aneinander gepreßt werden konnten. Die kleinen sich ausscheidenden Nadeln wurden mit Hilfe eines Mikroskops mit Tisch-

und Ocularnicol untersucht. Um das Verhalten gegen die einzelnen Farben im durchgehenden und reflektierten Licht zu bestimmen, entwarf ich in der Objektebene ein Spektrum, so daß Objekt und die Fraunhoferschen Linien scharf eingestellt waren. Im ersten Fall setzte man das Mikroskop an die Stelle des Oculars eines Spektroskops, im zweiten wurde durch ein Deckgläschen das Spektrum von oben auf die Krystalle reflektiert.[1])

Zwischen den beiden Linsen setzten sich langgestreckte, scharfbegrenzte Krystalle bis in das violettrot der zweiten Ordnung, also bis zu einer Dicke von $0.550.10^{-3}$ mm ab. Für den senkrecht zur Längsrichtung polarisierten Strahl zeigten alle eine schwach bläuliche Färbung, ein Beweis, daß für diesen Strahl bei diesen geringen Dicken schon eine Absorption besteht. Ein Absorptionsstreifen im Spectrum trat dagegen nicht auf. Für den anderen Strahl wurden die stark reflektierten Farben absorbiert. Analog den beiden verschiedenen Flächenschillern bei den großen Krystallen, schieden sich auch hier im wesentlichen zwei Arten ab.

1) Sie waren für den parallel zur Längsrichtung polarisierten Strahl tief blau und fanden sich in allen Breiten bis zum Violett der zweiten Ordnung, also bis zur Dicke von 0.000550 mm. Sie absorbierten das rote Ende des Spektrums bis zu ca. $\lambda = 0.470\,\mu$ und reflektierten einen grünen parallel, einen braunen senkrecht zur Längsrichtung polarisierten Metallglanz, entsprachen also vollständig der Basis.

1) W. König: Wied. Ann. 19. p. 491. 1883.

2) Krystalle, die für den parallel zur Längsrichtung polarisierten Strahl dunkelrosa gefärbt waren und sich bis in das Grün der 3. Ordnung erstreckten. Sie absorbierten die Farben von ca. $\lambda = 0.517\ \mu$ bis $\lambda = 0.465\ \mu$, reflektierten einen blaubraunen Schiller, sind daher dem Orthopinakoid gleichwertig. Es ist daher wahrscheinlich, daß der verschiedene Charakter der Krystalle dadurch bedingt ist, daß dieselben mit verschiedenen nicht gleichwertigen Flächen derselben Prismenzone an die Glasplatten angewachsen sind.

Steckt man nun das Nicol in den Tisch ein und dreht es so lange, bis seine Polarisationsebene senkrecht zu der des Ocularnicols steht, so erscheinen die Krystalle in den mannigfachsten Farben, die von ihrer Lage zu den Polarisationsebenen der Nicols abhängt. Das Gesichtsfeld bietet jetzt ungefähr das Bild eines Lavadünnschliffes. Am glänzendsten sind die Farben, wenn die Längsrichtungen der Krystalle den Winkel der Polarisationsebenen der Nicols halbieren.

1) Die ersten Krystalle hatten jetzt eine hellblaue Farbe. Eine wesentliche Änderung derselben mit der Dicke war nicht zu bemerken. Es trat ein Interferenzstreifen unmittelbar hinter F. auf.

2) Die rosa Färbung ging bei gekreuzten Nicols in gelbgrün, mit wachsender Dicke in gelb, orange, purpur über. Der eine auftretende Interferenzstreifen lag bei F $^1/_2$ G.

Aus der kontinuierlichen Farbenänderung der Krystalle kann man schon schließen, daß sie den

Zwischenraum zwischen den Linsen vollständig ausfüllen. Zur Bestimmung der Dickenänderungen wurden die Phasendifferenzen, die die Krystalle an bestimmten Stellen den beiden in ihnen fortgepflanzten Strahlen erteilen, mit einem Babinetschen Compensator gemessen, und zwar für die orangefarbenen Krystalle und Na licht. Es ergaben sich so für verschiedene Dicken (D) die Phasendifferenzen Δ

D		Δ
= 0.00064	mm	= 0.27
= 0.00066	„	= 0.28
= 0.00079	„	= 0.34
= 0.00083	„	= 0.36
= 0.00095	„	= 0.39

Δ berechnet sich nun aus der leicht abzuleitenden Formel:

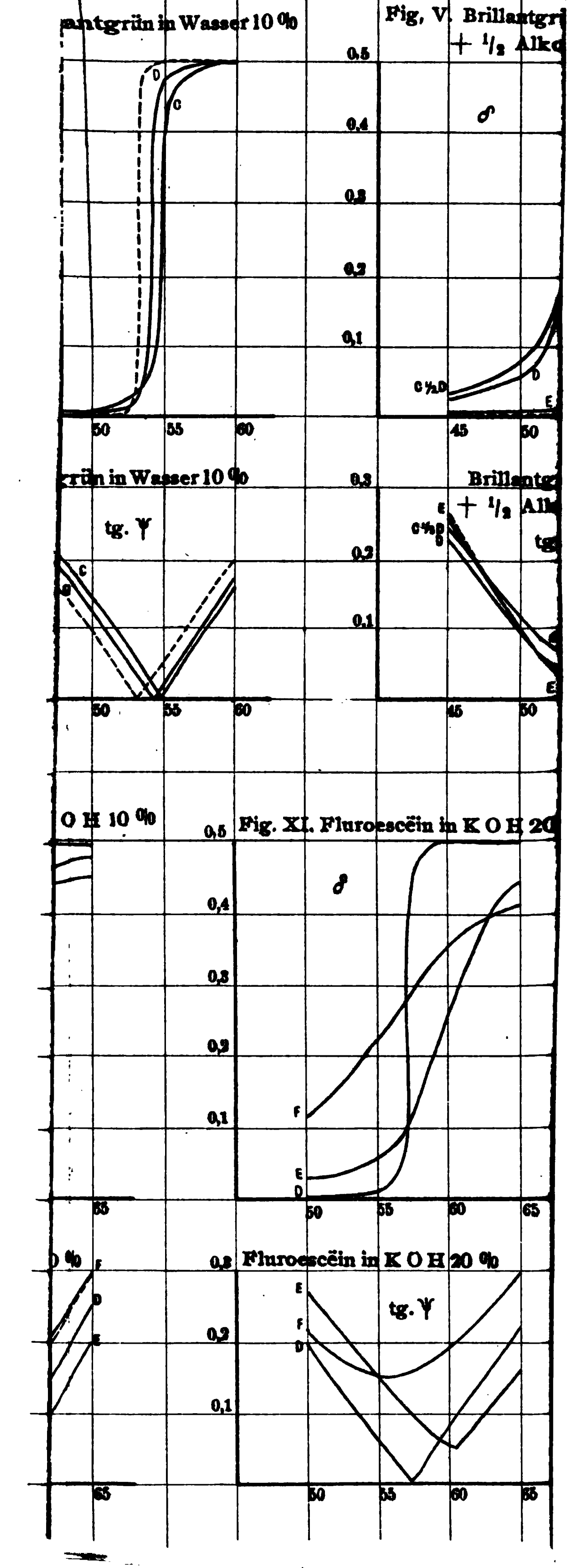
$$\Delta = d \frac{n_e - n_o}{\lambda},$$

wenn d die Dicke des Crystalls, n_e, n_o die beiden Brechungsexponenten und λ die Wellenlänge des angewandten Lichtes bedeuten. Daraus folgt:

$$n_e - n_o = \frac{\lambda . \Delta}{d}$$

Setzen wir d = D, so erhalten wir für $n_e - n_o$ die Zahlenwerte: 0.25, 0.25, 0.25, 0.26, 0,24, also im Mittel 0.25.

Dieser kleinen Differenz ist es auch wohl zuzuschreiben, daß im reflektierten Licht kein, im durchgehenden nur ein Interferenzstreifen auftrat und daß daher die Rechnungen nicht wie bei den Platincyanüren weiter durchgeführt werden konnten.


antgrün in Wasser 10 %
Fig. V. Brillantgr
+ 1/2 Alk
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
δ
D
C
C ½ D
D
E
50
55
60
45
50
grün in Wasser 10 %
Brillantg
+ 1/2 Alk
0,3
0,2
0,1
tg. Ψ
C
D
E
C ½ D
D
E
50
55
60
45
50
O H 10 %
Fig. XI. Fluroescëin in K O H 20
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
δ
F
E
D
65
50
55
60
65
%
Fluroescëin in K O H 20 %
0,3
0,2
0,1
tg. Ψ
F
D
E
E
F
D
65
50
55
60
65

Lebenslauf.

Ich, Erich Lischner, bin am 20. Juli 1879 als Sohn des Lehrers Richard Lischner zu Falkenburg in Pommern geboren. Nach fünfjährigem Besuch der Mittelschule meiner Vaterstadt trat ich Ostern 1892 in die Quarta des Pädagogiums zum Kloster Unser Lieben Frauen in Magdeburg ein und verließ dasselbe Ostern 1899 mit dem Zeugnis der Reife. Um mich dem Studium der Mathematik und Naturwissenschaften zu widmen, bezog ich hierauf die Universität Greifswald. Michaelis 1899 ging ich nach Berlin und kehrte Ostern 1901 wieder nach Greifswald zurück. Während meiner Studienzeit besuchte ich die Vorlesungen, Übungen, Seminarien und Practica folgender Herren Professoren und Docenten:

In Berlin:

Behn, Blasius, Dessoir, Döring, Frobenius, Fuchs †, Hensel, van't Hoff, Knoblauch, Lasson, Planck, Pringsheim, Rawitz, H. A. Schwarz, Warburg.

In Greifswald:

Auwers, Bernheim, Credner, Cohen, Deecke, König, Kowalewski, Limpricht, Mie, Müller, Rehmke, Schuppe, Schwanert †, Study, Thomé.

Allen diesen meinen hochverehrten Lehrern, insbesondere Herrn Prof. Dr. W. König, dessen freundlicher Rat vorliegende Arbeit anregte und mich bei der Ausführung derselben unterstützte, spreche ich an dieser Stelle meinen ehrfurchtsvollen Dank aus.

Thesen.

I.

Die Beweise für die Nichtexistenz einer Mondatmosphäre sind nicht stichhaltig.

II.

Die elliptische Polarisation des Lichtes bei der Reflexion ist keine allgemeine Eigenschaft der Körper. Sie ist bei durchsichtigen Substanzen durch die Wirkung von Oberflächenschichten zu erklären.

III.

In der psychologischen Betrachtung der Raumvorstellung verdient die nativistische Theorie vor der empiristischen den Vorzug.

QC443
.L5
Lischner
128001